PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. 1. Dezember 1907. 8. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 25 am 9. Dezember 1907.

INHALT.

Originalmitteilungen:

J. Stark, Elementarquantum der Energie, Modell der negativen und der positiven Elektrizität. S. 881.

B. B. Boltwood, Mitteilung über ein neues radioaktives Element. S. 884.

W. H. Bragg, Über die Zerstreuung der α-Strahlen. S. 886.

F. Jentzsch, Die Radioaktivität der Kissinger Heilquellen. S. 887.

W. G. Cady u. H. D. Arnold, Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Metallelektroden. I. S. 890.

M. Planck, Zur Theorie der Dispersion. S. 906.

F. Paschen, Über reine Temperaturstrahlung. S. 907.

Vorträge und Diskussionen von der 79. Naturforscherversammlung zu Dresden:

W. Wien, Über turbulente Bewegung der Gase. S. 908.

H. Rebenstorff, Verdrängungsapparat und Senkwage mit Zentigrammspindel für Dichtebestimmungen. S. 910.

H. Rebenstorff, Über Gase und Dämpfe. S. 911.

Briefkasten. S. 912.

Berichtigung. S. 912.

Personalien. S. 912.

Gesuche. S. 912.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Elementarquantum der Energie, Modell der negativen und der positiven Elektrizität.

Von J. Stark.

§ 1. Das Elementarquantum der Energie. — Das von H. A. Lorentz[1]) und A. Einstein[2]) formulierte Relativitätsprinzip hat M. Planck[3]) mit dem Prinzip der kleinsten Wirkung kombiniert und gefolgert, daß die auf die Translationsgeschwindigkeit $v = 0$ bezogene Masse M_0 eines Körpers gleich ist der inneren Energie E_0 des Körpers dividiert durch das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit c. Wir setzen für das folgende die Gültigkeit der Planckschen Beziehung $M_0 = \frac{E_0}{c^2}$ voraus.

Das Elementarquantum ε der Elektrizität ist experimentell zu $3{,}2 \cdot 10^{-10}$ Einheiten in elektrostatischem Maß ermittelt worden, das Verhältnis $\left(\frac{\varepsilon}{m_0}\right)$ von Ladung zur Masse des negativen Elektrons für die Geschwindigkeit Null hat sich experimentell zu $5{,}7 \cdot 10^{17}$ in dem gleichen Maßsystem ergeben. Hieraus folgt $m_0 = 5{,}65 \cdot 10^{-28}$ g. Es sei e_0 die an das ruhende negative Elektron gebundene Energie, dann gilt

$$e_0 = m_0 \cdot c^2 = 5{,}08 \cdot 10^{-7} \text{ erg.}$$

Diese Größe e_0, die an das ruhende negative Elektron geknüpfte Energie, bezeichnen wir als das Elementarquantum der Energie. Diese Bezeichnungsweise läßt sich durch die nachstehenden Betrachtungen rechtfertigen; sie haben nämlich, um es vorweg zu nehmen, das Resultat, daß in der bekannten räumlichen und zeitlichen Region menschlicher Erfahrung e_0 unteilbar und unveränderlich ist und daß die kleinste an ein Elektron oder einen materiellen Körper geknüpfte Energiemenge gleich e_0 ist. e_0 können wir darum auch das Atom der Energie nennen.

Soweit unsere bisherige Erfahrung reicht, ist einerseits ε die kleinste in der Natur vorkommende Elektrizitätsmenge, andererseits stellt $\frac{\varepsilon}{m_0} = 5{,}7 \cdot 10^{17}$ den größten in der Natur vorkommenden Wert der spezifischen Ladung dar; dazu ist c zeitlich und räumlich konstant. Demgemäß haben wir auch $e_0 = m_0 \cdot c^2$ einerseits als elementare Naturkonstante, anderseits als den kleinsten Betrag von Energie zu nehmen, welcher in der Natur an ein elektrisches Teilchen geknüpft ist.

Wie eine geeignete Diskussion[1]) zeigt, bestehen zwischen den Kaufmannschen Beobachtungen über die magnetische und elektrische Ablenkung schneller negativer Elektronen und denjenigen Folgerungen Übereinstimmung, welche sich aus dem Relativitätsprinzip über die elektromagnetische Ablenkung stationär bewegter Elektronen ziehen lassen. Die gesamte Energie e des bewegten Elektrons dürfen wir demnach setzen:

$$e = e_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Für die longitudinale Masse des stationär bewegten Elektrons ergibt sich der Wert:

$$m = \frac{1}{v}\frac{de}{dv} = \frac{e_0}{c^2}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}} = m_0\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}}.$$

Als kinetische Energie e_k des stationär bewegten Elektrons können wir die Größe definieren:

$$e_k = e_0 \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

1) H. A. Lorentz, Akad. Wet. Amsterdam **12**, 986, 1904.

2) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 891, 1905.

3) M. Planck, Ber. d. Berl. Akad. **29**, 542, 1907.

1) Vgl. M. Planck, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **8**, 418, 1906; **9**, 301, 1907.

Wenn man e_k in eine Reihe nach steigenden Potenzen von $\frac{v^2}{c^2}$ entwickelt und sich auf das erste Glied beschränkt, so erscheint als Ausdruck für die kinetische Energie in erster Annäherung:

$$e_k = \frac{1}{2}\frac{e_0}{c^2}v^2 = \frac{1}{2}m_0 v^2.$$

§ 2. Die elementare Periode des negativen Elektrons.[1]) — Nehmen wir an, daß das Plancksche Strahlungsgesetz

$$E_\lambda = \frac{c^2 h}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda k T}} - 1}$$

die Erfahrung genau darstellt, so dürfen wir rückwärts aus dieser Erfahrung die Gültigkeit der Planckschen Beziehung folgern, welche die kleinste Menge oszillatorischer Energie ε, die Schwingungszahl n eines Resonators und die im Strahlungsgesetz vorkommende universelle Konstante h_0 miteinander verknüpft:

$$\varepsilon = h_0 n.$$

Wir stellen nun die kleinste Menge oszillatorischer Energie, welche an ein negatives Elektron von der Schwingungszahl n geknüpft sein kann, in folgender Form dar:

$$\varepsilon = e_0\frac{n}{n_0} = h_0 n.$$

Hieraus folgt dann, daß wir die Größe n_0 als eine Schwingungszahl, ihren reziproken Wert $T_0 = \frac{1}{n_0}$ als eine Zeitperiode zu betrachten haben. Wie e_0 und h_0, so haben wir auch T_0 als eine universelle, dem negativen Elektron eigentümliche Konstante zu nehmen. Aus $e_0 = 5{,}08\cdot 10^{-7}$ erg und $h_0 = 6{,}55\cdot 10^{-27}$ erg·sec berechnet sich als Elementarquantum der Zeit $T_0 = 1{,}28\cdot 10^{-20}$ sec und als elementare Schwingungszahl $n_0 = 7{,}76\cdot 10^{19}$ sec^{-1}.

Die negativen Elektronen vermögen elektromagnetische Strahlung zu emittieren und zu absorbieren; dies lehrt die Größe und Richtung des Zeeman-Effektes, der an Serienlinien beobachtet wird. Die negativen Elektronen sind es auch, welche als elektromagnetische Resonatoren die Fortpflanzung des Lichtes in materiellen Körpern modifizieren; dies lehrt die Drudesche Berechnung von ε/m_0 dieser Resonatoren aus einfachen Fällen der Dispersion. Nehmen wir hierzu die Tatsache, daß in dem Planckschen Strahlungsgesetz nur eine charakteristische Strahlungskonstante der elektromagnetischen Resonatoren vorkommt, so haben wir zu folgern, daß es in der Natur nur eine Art elementarer elektromagnetischer Resonatoren gibt, das negative Elektron. Es ist darum gerechtfertigt, wenn wir diesem als dem

1) Anmerkung. Von Interesse ist nachstehende Anwendung des „Planckschen Elementargesetzes" $\varepsilon = h_0 n$ auf die Verwandlung von kinetischer Energie und Strahlungsenergie ineinander.

1. Minimale Wellenlänge der Röntgenstrahlen. Es sei V die von einem Elektron von der Anfangsgeschwindigkeit $v = 0$ frei durchlaufene Spannungsdifferenz, also seine kinetische Energie $e_k = \varepsilon V$. Es werde diese Energie während einer einmaligen Bremsung vollständig ausgestrahlt; die Zeitdauer der Bremsung ist gleich $\frac{\lambda}{2c}$, wo λ die Länge der emittierten Röntgenwelle bedeutet. Für den angenommenen Fall ist λ ein Minimum und bestimmt sich gemäß dem Planckschen Elementargesetz zu

$$\lambda_k = \frac{2h_0 c}{e} = \frac{2h_0 c}{\varepsilon V}.$$

Für eine Spannungsdifferenz von $V = 60000$ Volt, wie sie häufig an Röntgenröhren vorkommt, berechnet sich als kleinste mögliche Wellenlänge der emittierten Röntgenstrahlen $\lambda_k = 6\cdot 10^{-9}$ cm, sie liegt also im extremen Ultraviolett. Die von H. Haga und C. H. Wind (Ann. d. Phys. 10, 305, 1903) aus ihren Versuchen über die Beugung der Röntgenstrahlen abgeleiteten Werte der Wellenlängen sind mit Rücksicht auf die Inhomogenität der Strahlung als obere Grenzwerte (λ_g) zu betrachten. Sie finden $\lambda_g = 5\cdot 10^{-9}$ für harte, $\lambda_g = 1{,}6\cdot 10^{-8}$ cm für weiche Röntgenstrahlen.

Es sei noch die kleinste mögliche Wellenlänge berechnet, welche die freien negativen Elektronen in Metallen emittieren können, wenn ihre kinetische Energie e_k gleich ist der mittleren Energie bei der absoluten Temperatur $\tau = 1000°$; es sei also $e_k = \frac{3}{2}k\tau = 2{,}02\cdot 10^{-16}\cdot\tau = 2\cdot 10^{-13}$ erg. Die minimale Wellenlänge der Strahlung, welche diese langsamen Kathodenstrahlen emittieren können, ist $\lambda_k = 1{,}3\cdot 10^{-3}$ cm, liegt also im Ultrarot.

2. Maximale Geschwindigkeit (kinetische Energie) der durch Röntgenstrahlen (Licht) erzeugten Kathodenstrahlen. Kehren wir den Vorgang der Erzeugung von Licht durch Kathodenstrahlen um, so liefert uns das Plancksche Elementargesetz ein Einfaches oder Mehrfaches der kinetischen Energie der erzeugten Kathodenstrahlen (freie Elektronen mit der Anfangsgeschwindigkeit Null) als Funktion der Wellenlänge des erzeugenden Lichtes. Wir dürfen uns auf das Einfache beschränken, da der Fall des Mehrfachen zwar möglich, aber sehr viel seltener ist. Die maximale Geschwindigkeit, welche wir an sekundären Kathodenstrahlen beobachten, ordnen wir also dem Einfachen des Energieelementes zu; eine Verkleinerung dieser Geschwindigkeit erfolgt durch den Zusammenstoß von ursprünglich gleich schnellen Strahlen mit materiellen Atomen. Nehmen wir die Masse m des negativen Elektrons in erster Annäherung als konstant an, so ergibt sich für die maximale Geschwindigkeit v_g der durch Licht (Röntgenstrahlen) erzeugten Kathodenstrahlen $v_g = \sqrt{\frac{2h_0 c}{m_0\lambda}}$; diese maximale Geschwindigkeit ist unabhängig von der Intensität der Strahlung und von der Natur des Metalles, umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der erzeugenden Wellenlänge. Durch Beobachtung von v_g und λ läßt sich das Plancksche Wirkungselement nach einer neuen Methode bestimmen.

Wird v_g beobachtet und h_0 und m als bekannt vorausgesetzt, so läßt sich daraus die erzeugende Wellenlänge berechnen. So hat P. D. Innes (Proc. Roy. Soc. (A) **79**, 442, 1907) für weiche bez. harte Röntgenstrahlen als maximale Geschwindigkeit der von ihnen erzeugten sekundären Kathodenstrahlen gefunden $v_g = 7{,}3\cdot 10^9$ bez. $v_g = 8{,}3\cdot 10^9$ cm . sec^{-1}. Als kleinste Wellenlänge der sie erzeugenden Röntgenstrahlen berechnet sich hieraus $\lambda = 2{,}1\cdot 10^{-8}$ bez. $\lambda = 1{,}9\cdot 10^{-8}$ cm. Würde man die maximale Geschwindigkeit der von den γ-Strahlen erzeugten sekundären Kathodenstrahlen bestimmen, so könnte man daraus die Wellenlänge der γ-Strahlen berechnen. Sie ist jedenfalls nicht kleiner als $\lambda = cT_0 = 3{,}84\cdot 10^{-10}$ cm.

Wenn sich v der Lichtgeschwindigkeit nähert, darf in der vorstehenden Betrachtung e_k nicht mehr gleich $\frac{m_0}{2}v^2$ gesetzt, sondern es muß der oben gegebene Wert für die kinetische Energie eingeführt werden.

elementaren Träger von Energie und elektrischer Ladung auch die universelle Konstante h_0 und damit eine elementare Zeit T_0 zueignen.

Der Umstand, daß wir dem ruhenden negativen Elektron eine Eigenperiode T_0 und somit eine elementare Winkelgeschwindigkeit $w_0 = \frac{2\pi}{T_0}$ zuzuschreiben haben, veranlaßt uns zu der Annahme, daß in ihm eine zyklische Bewegung zentriert ist. Ist dies richtig, so muß das negative Elektron eine Struktur besitzen oder anisotrop sein. Wir wollen die spezielle Hypothese aufstellen, daß diese zyklische Bewegung eine kreisförmige Achse und gleichzeitig eine geradlinige Achse hat, welche im Mittelpunkte der kreisförmigen Achse senkrecht auf deren Ebene steht. Die Richtung der zirkularen Achse kann in bezug auf die Richtung der linearen Achse definiert werden. Das vektorielle Feld der Bewegung in der Umgebung des ruhenden Elektrons gewinnt dadurch Richtung im Radiusvektor und zentrische Struktur. Das Vorzeichen der Kraft im Radiusvektor wird bestimmt durch das Vorzeichen einer Winkelgeschwindigkeit in bezug auf ihn, das Vorzeichen der „elektrischen Ladung" des Trägers der zyklischen Bewegung wird gegeben durch das Vorzeichen der ihm eigentümlichen Winkelgeschwindigkeit in bezug auf seine zwei Achsen. Es kehrt sich das Vorzeichen um, wenn nur die eine Achse ihre Richtung umkehrt. Lediglich durch Drehung des negativen Elektrons kann die Richtung seines Feldes nicht umgekehrt werden.

§ 3. Ein Modell der positiven Elektrizität und des chemischen Atoms. — Die Erfahrung lehrt, daß auch elektrische Kraftfelder vorkommen, in denen die vektorielle Verteilung, verglichen mit derjenigen um das negative Elektron, umgekehrt ist. Andererseits haben wir bisher nirgends in der Erfahrung ein positives Elementarquantum gefunden, welches die gleiche Masse m_0 wie das negative Elektron besäße. Hierzu können wir folgende Erfahrungen positiven Inhalts nehmen. Die positiven Elementarquanten, welche die Kanalstrahlen konstituieren, sind die Träger der von ihnen emittierten Serienlinien, wie die Beobachtung des Doppler-Effektes[1]) an diesen lehrt. Die Zentren der Emission dieser Serienlinien selber aber sind negative Elektronen, wie aus dem Zeeman-Effekt hervorgeht. Die Kombination dieser Tatsachen legt uns die Annahme nahe, daß das positive Elementarquantum eine Struktur aus negativen Elektronen sei.

Wir ordnen eine gewisse Anzahl negativer Elektronen auf einem Kreise so an, daß ihre Achsen Tangenten an den Kreis sind und in ihrer Reihenfolge gleiche Richtung haben; dieser Kreisring negativer Elektronen soll eine große konstante Winkelgeschwindigkeit um seine Achse haben. Wir stellen zunächst als Hypothese den Satz auf, daß unter diesen Umständen an den Elektronen eine Zentralkraft wirksam ist, welche unserem Ring negativer Elektronen Stabilität verleiht. Das vektorielle Bewegungsfeld, das in der Umgebung dieses Systems negativer Elektronen resultiert, kann wieder beschrieben werden durch eine zyklische Bewegung um eine lineare und eine zirkulare Achse. Deren Richtungen haben aber dann in bezug aufeinander das entgegengesetzte Vorzeichen wie die Richtungen der Achsen des negativen Elektrons. Das um unser Elektronensystem herrschende elektrische Kraftfeld hat also das entgegengesetzte Vorzeichen wie das elektrische Kraftfeld um das negative Elektron. Das System negativer Elektronen von der angegebenen Struktur wollen wir als Modell der positiven Elektrizität bezeichnen.

Setzen wir in die Nähe des Mittelpunktes unseres Modells der positiven Elektrizität ein negatives Elektron bez. mehrere, so kompensieren sich gegenseitig das positive und negative elektrische Kraftfeld in größerer Entfernung vom ganzen System; wir erhalten ein elektrisch neutrales Individuum, das aufgebaut ist aus negativen Elektronen. An diesem in größeren Entfernungen elektrisch neutralen Elektronensystem sind indes zwei Arten negativer Elektronen zu unterscheiden: ein Elektron, welches dem Modell der positiven Elektrizität angehört und in diesem vielleicht durch sehr große Kräfte festgehalten wird, und ein Elektron, welches nicht dem positiven Elektronenring angehört, sondern lediglich dessen positive Ladung neutralisiert und vielleicht unter Aufwand mäßiger Arbeit von dem neutralen System abzutrennen ist, so daß ein positives System und ein freies negatives Elektron entstehen.

Es liegt die Versuchung nahe anzunehmen, daß die β-Strahlen der radioaktiven Substanzen ihren Ursprung in der beim Instabilwerden erfolgenden Auflösung unseres Modells der positiven Elektrizität haben, daß dagegen diejenigen Elektronen, welche wir in der Ionisierung eines neutralen Atoms frei machen, in diesem die Aufgabe haben, das positive Kraftfeld unseres Ringes zu kompensieren. Es liegt weiter die Versuchung nahe, die chemischen Elemente aus Vielfachen unseres positiven Individuums und neutralisierender negativer Elektronen aufzubauen. Ferner erscheint die Annahme zwanglos, daß die Elektronen des positiven Ringes die Serienlinien emittieren, während in den Eigenschwingungen, welche die Bandenlinien liefern, die abtrennbaren Elek-

1) Vergl. J. Stark, Die negative und die positive Elektrizität in der Spektralanalyse, Jahrb. d. Rad. u. El. **4**, 231, 1907.

tronen sich betätigen. Diese weitergehenden Folgerungen sind aber wohl so lange zurückzustellen, bis die stabilisierende Zentralkraft in unserem Modell der positiven Elektrizität ermittelt ist. Auf nachstehende Folgerungen sei indes noch hingewiesen, da sie wieder mehr Beziehung zur Erfahrung haben.

Gemäß der Planckschen Gleichung $M_0 = \frac{E_0}{c^2}$ enthalten die chemischen Atome innere Energie. Die Masse eines Atoms ist $M_0 = a \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-24}\,g$, wo a das Atomgewicht bezogen auf Wasserstoff ist. Die innere Energie eines Atoms ist demnach $E_0 = a \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-24} \cdot c^2 = a\,1{,}08 \cdot 10^{-3}$ erg, also ein sehr großer Betrag. Es ist darum möglich, daß beim Zerfall chemischer Atome riesige Energiemengen frei werden, wie es in der Tat bei den radioaktiven Elementen der Fall ist. Diese Entbindung von Energie bei den radioaktiven Prozessen hat zur Folge, daß bei ihnen das Gesetz von der Erhaltung der Masse keine Gültigkeit mehr hat, worauf bereits Planck hingewiesen hat. Wenn umgekehrt der Aufbau der chemischen Elemente aus einem Vielfachen unseres positiven Individuums Energie konsumiert, so können die Atomgewichte der chemischen Elemente nicht exakt ganze Vielfache einer Einheit sein, sie müssen sich von ganzen Zahlen um so mehr entfernen, je größer sie werden; es ist also nicht zu erwarten, daß die wirklichen Atomgewichte im periodischen System sich genau durch Variation ganzer Zahlen in einer analytischen Formel darstellen lassen. Diese Folgerungen treffen in der Tat zu, sie sind bereits von J. R. Rydberg[1]) als Tatsachen eingehend diskutiert worden.

Endlich sei hingewiesen auf die große Dissymmetrie zwischen dem Volumen der positiven Elektrizität und dem Volumen der sie neutralisierenden negativen Elektrizität in unserem Modell von dem neutralen chemischen Atom. Während die Kraftlinien, welche von dem positiven Elektronenring nach außen laufen, auf den größten Teil der Oberfläche des Atoms verteilt sind, sind die nach den neutralisierenden negativen Elektronen laufenden Kraftlinien auf Stellen von relativ sehr geringer Ausdehnung konzentriert; oder es sind die „negativen Valenzen" unseres chemischen Atoms in punktartigen Stellen lokalisiert, die „positiven Valenzen" dagegen auf große Sphären ausgebreitet.

§ 4. Das atomistische Maßsystem. — Die Einheiten der üblichen Maßsysteme sind angepaßt den Möglichkeiten der Beobachtung durch den Menschen und darum willkürlich ohne Rücksicht auf die elementaren Eigenschaften der atomistischen Individuen, aus denen sich die Körper aufbauen. Ein im wahren Sinn absolutes Maßsystem ist auf diese elementaren Eigenschaften zu beziehen; zum Unterschied von dem sogenannten absoluten System sei dies neue der atomistischen Struktur der Körper Rechnung tragende System atomistisch genannt. Wir kennen das Elementarquantum der Energie e_0 und das elementare Zeitquantum T_0 und endlich die für das elektromagnetische Feld der Elektronen charakteristische Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

$$e_0 = 5{,}08 \cdot 10^{-7}\,\text{g cm}^2\,\text{sec}^{-2}$$
$$T_0 = 1{,}28 \cdot 10^{-20}\,\text{sec}$$
$$c = 3 \cdot 10^{10}\,\text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

Wir wählen nun die „atomistischen" Einheiten so, daß im neuen Maßsystem jede der vorstehenden drei Konstanten den Wert 1 annimmt. Es wird dann die Einheit der Länge

$$c \cdot T_0 = 3{,}84 \cdot 10^{-10}\,\text{cm},$$

die Einheit der Zeit

$$T_0 = 1{,}28 \cdot 10^{-20}\,\text{sec},$$

die Einheit der Masse

$$\frac{e_0}{c^2} = 5{,}65 \cdot 10^{-28}\,\text{g}.$$

In dem atomistischen Maßsystem ist demnach die Einheit der elektrischen Ladung und die Einheit der Masse gleich der elektrischen Ladung und der Masse des ruhenden negativen Elektrons, die Einheit der Länge gleich einer linearen Abmessung des ruhenden Elektrons, die Einheit der Wirkung gleich seinem Wirkungselement.

Greifswald, 26. Oktober 1907.

(Eingegangen 30. Oktober 1907.)

1) J. R. Rydberg, Zeitschr. f. anorg. Chemie **14**, 66, 1897.

Mitteilung über ein neues radioaktives Element.

Von Bertram B. Boltwood.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich über die Ergebnisse einiger Versuche berichtet, welche die Abscheidung des Vaters des Radiums aus einer Lösung eines Uranminerals betrafen. Etwas reines Thoriumnitrat wurde zu einer Lösung zugesetzt, welche durch Behandlung eines Kilogramms Carnotiterz mit verdünnter Salzsäure erhalten worden war. Nach Beseitigung der durch Schwefelwasserstoff ausgefällten Stoffe wurde dann das Thorium als Oxalat ausgefällt. Die Oxalate wurden in Nitrate verwandelt, die Ausfällung mittels Oxalsäure wurde wiederholt, und die Substanzen wurden in Chloride umgewandelt. Messungen der Menge der von der Lösung dieser Chloride hervorgebrachten Radiumemanation ergaben,

1) Diese Zeitschr. **7**, 915, 1906.

daß sich in einer Periode von 193 Tagen die vorhandene Radiummenge mehr als verdoppelt hatte. Es war daher offenbar, daß durch das beschriebene Verfahren der unmittelbare Vorfahr des Radiums aus dem Uranmineral abgeschieden worden war.

Aus einer Anzahl früherer Versuche hatte sich mir ergeben, daß das Thoriumsalz nach dieser Behandlung einen radioaktiven Körper enthält, welcher seine Aktivität mehrere Jahre lang anscheinend ohne Änderung behält. Es war nun leicht der Beweis zu erbringen, daß diese Substanz weder Radium, noch Uran, noch Polonium war, und ich nahm daher an, daß sie Aktinium sei, da Debierne[1]) festgestellt hatte, daß die chemischen Eigenschaften des Aktiniums denen des Thoriums ähnlich sind. Außerdem war gefunden worden, daß die in solcher Weise behandelten Thoriumoxyde kleine Mengen einer Emanation entwickelten, welche ihre Aktivität in weniger als einer halben Minute verlor. Ich vermutete daher, daß Aktinium der Vater des Radiums und das Zwischenprodukt zwischen Uran und Radium sei.

Rutherford hat kürzlich[2]) unter Verwendung eines käuflichen Aktiniumpräparates Ergebnisse erhalten, welche beweisen, daß der unmittelbare Vater des Radiums vom Aktinium selbst verschieden ist, obschon er in seinem Aktiniumpräparat vorhanden ist. Er stellt fest, daß sich die Vatersubstanz vom Aktinium durch Ausfällen mit Ammoniumsulfid abscheiden läßt.

Während der letztverflossenen zehn Monate habe ich meine Versuche fortgesetzt mit der Absicht, die radioaktiven Eigenschaften und das chemische Verhalten des Vaters des Radiums genau zu bestimmen. Als Ausgangsmaterialien habe ich Carnotit, Joachimsthaler Pechblende, Gummit, Uranophan und eine Probe sehr reinen Uraninits aus North Carolina verwendet.

In Bestätigung der Ergebnisse Rutherfords habe ich gefunden, daß die Menge des in Lösungen seiner Vatersubstanz erzeugten Radiums durch die Gegenwart von Radioaktinium und dessen Produkten nicht merklich beeinflußt wird. Fortgesetzte Beobachtungen des Anwachsens des Radiums in meiner ursprünglichen Lösung zeigen, daß die Menge des erzeugt werdenden Radiums innerhalb der Versuchsfehlergrenzen während eines Zeitraumes von mehr als 500 Tagen konstant geblieben ist. Bei Verwendung eines meiner eigenen Präparate ist es mir nicht gelungen, die Trennung des Vaters des Radiums vom Aktinium mittels der Behandlung mit Ammoniumsulfid, wie sie von Rutherford beschrieben wird, zu wiederholen. Mit einem frisch bereiteten Ammoniumsulfid war keine Abscheidung zu entdecken. Der Vater des Radiums läßt sich indessen ganz und vollkommen durch Ausfällen mit Natriumthiosulfat unter den für die Ausfällung von Thorium üblichen Bedingungen vom Aktinium trennen. Da Ammoniumsulfid leicht in Ammoniumthiosulfat übergeht, so scheint es wahrscheinlich, daß die von Rutherford mitgeteilte Abtrennung der letztgenannten Substanz zuzuschreiben war.

Ich habe eine interessante und wichtige Beziehung zwischen der Zunahme des Radiums und der Aktivität der von Thorium verschiedenen Substanzen in meinen Lösungen gefunden, welche den Vater des Radiums enthielten. Diese Proportionalität ist am auffallendsten bei den Lösungen, welche vollkommener gereinigte Salze enthalten. Noch bedeutungsvoller ist der Umstand, daß dieser radioaktive Bestandteil keine von den charakteristischen Eigenschaften der anerkannten radioaktiven Elemente besitzt. Weniger als ein halbes Gramm Thoriumoxyd enthielt eine Menge dieses Körpers, die eine ungefähr gleich starke Aktivität besaß wie die von fünf Gramm Uran. Diese Menge Thoriumoxyd erzeugte nicht so viel Aktiniumemanation wie erforderlich war, damit sie mit einem empfindlichen Elektroskop nachgewiesen werden konnte, obschon unter den Versuchsbedingungen die entwickelte Thoriumemanation ohne Schwierigkeit nachgewiesen und gemessen werden konnte.

Daß die aktive Substanz kein Aktinium ist, wurde auch durch die Tatsache bewiesen, daß aus einer über fünf Monate alten Lösung, die ungefähr drei Gramm Thorium und eine Menge der neuen Substanz mit einer Aktivität gleich der von ungefähr 35 Gramm Uran enthielt, keine anderen aktiven Substanzen als die Thoriumprodukte durch Ausfällen der Erden mit Ammoniak, durch Bildung fein verteilten Schwefels aus Natriumthiosulfat oder durch Niederschlag beträchtlicher Mengen Baryumsulfat abgeschieden werden konnten. Durch das erste Verfahren wäre Aktinium *X* und durch die beiden letztgenannten Radioaktinium abgeschieden worden, wenn diese Produkte zugegen gewesen wären.

Das Verhalten der Oxyde, die man durch starkes Glühen der aus einer der eben beschriebenen ähnlichen Lösung durch Ammoniak ausgefällten Hydroxyde erhält, ist gleichfalls von Bedeutung. Die Aktivität dieser Oxyde bleibt lange Zeit hindurch nahezu konstant und zeigt nur zu Anfang einen leichten Anstieg, welcher der Bildung von Thorium *X* in

1) C. R. **130**, 906, 1900.
2) Nature **76**, 126, 1907.

dem vorhandenen Thorium entspricht. Es läßt sich kein Anstieg entsprechend der Bildung von Aktinium *X* beobachten; wenn aber Aktinium zugegen gewesen wäre, so wäre die Abscheidung dieses Produktes zu erwarten gewesen.

Den bündigsten Beweis dafür, daß die beschriebene Substanz ein neues radioaktives Element darstellt, liefern die Eigenschaften ihrer α-Strahlung. Die von ihm ausgehenden α-Strahlen werden von Aluminium viel leichter absorbiert als die α-Strahlen von Polonium, mit dem diese Substanz unmittelbar verglichen wurde. Ihre scheinbare Reichweite in Luft, nach der Szintillationsmethode bestimmt, scheint weniger als 3 cm zu betragen, das heißt weniger als die Reichweite des α-Teilchens irgendeines anderen bekannten radioaktiven Elementes. Die neue Substanz sendet auch eine β-Strahlung aus, welche weniger durchdringungskräftig und leichter absorbierbar ist als die vom Uran ausgehende. Der für den Absorptionskoeffizienten gefundene Wert beträgt bei Aluminium ungefähr 1,8.

Versuche, welche ich in der Absicht ausgeführt hatte, eine quantitative Abtrennung dieses neuen Elementes aus kleinen Mengen sehr reinen Uraninits zu erhalten, haben Ergebnisse geliefert, welche untereinander gut übereinstimmen und zeigen, daß die Aktivität des neuen Elementes im Gleichgewicht mit Radium ungefähr 0,8 der Aktivität des Radiums selbst beträgt, mit welchem es vergesellschaftet ist. Das ist ungefähr der Wert, der zu erwarten ist, wenn das neue Element in bezug auf die Reichweite des α-Teilchens in Luft mitten zwischen Uran und Radium steht. Es ist sehr wahrscheinlich, daß dieses radioaktive Element in Debiernes Aktiniumpräparaten und in einigen der „Emanium"-verbindungen Giesels, welche seitens der Chininfabrik Braunschweig auf den Markt gebracht werden, vorhanden ist, und zwar besonders in ersteren. Dieses Vorkommen mag vielleicht die Verwirrung erklären, welche aus den früheren Behauptungen von Debierne entstanden ist, daß Aktinium Thorium begleitet, einer Behauptung, die durchaus im Gegensatz steht zu den positiven gegenteiligen Feststellungen von Giesel.[1])

Wir haben also kräftige Beweise für das Vorhandensein eines neuen radioaktiven Elementes in Uranmineralien gewonnen, eines Elementes, welches sowohl α- als auch β-Strahlung aussendet, welches keine Emanation hervorbringt, und welches in seinen chemischen Eigenschaften dem Thorium gleicht. Es ist ohne Zweifel ein Zerfallsprodukt des Urans und aller Wahrscheinlichkeit nach unmittelbar der Vater des Radiums. Für diese neue Substanz wird der Name „Ionium" vorgeschlagen, ein Name, der von dem Worte „Ion" abgeleitet ist. Ich erachte diesen Namen für angemessen wegen der ionisierenden Wirkung, welche dieses Element gleich den übrigen α-Strahlung emittierenden Elementen besitzt.

Weitere Versuche sind im Gange und werden, wie ich hoffe, weitere Aufschlüsse über die Eigenschaften und das chemische Verhalten dieses neuen Körpers bringen.

Sloane Laboratory, Yale University, New-Haven, Conn. 21. Sept. 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 4. Oktober 1907.)

1) Chem. Ber. **40**, 3011, 1907.

Über die Zerstreuung der α-Strahlen.

Bemerkung zu der Arbeit von Frl. L. Meitner.[1])

Von W. H. Bragg.

In der Nummer dieser Zeitschrift vom 1. August 1907 beschreibt Lise Meitner[1]) einige Versuche über die Zerstreuung der α-Teilchen. Die Verfasserin meint, daß diese Versuche zur Entscheidung der Frage nach der Ursache des von Frau Curie beobachteten Effektes beitragen, der in der Veränderung des Betrages der Ionisation jenseits zweier Platten besteht, durch welche die α-Teilchen hindurchgehen, wenn die Reihenfolge dieser Platten vertauscht wird.

Ich möchte indessen glauben, daß dies nicht der Fall ist. Es ist zweifellos richtig, daß eine geringe Zerstreuung der α-Teilchen stattfindet, wie dies zuerst Rutherford gezeigt hat. Daraus folgt aber nicht, daß die Zerstreuung den von Frau Curie beobachteteu Effekt erklären kann. Ich habe gezeigt[2]), daß eine Erklärung auf Grund dieser Hypothese kaum möglich ist, daß dagegen ein einleuchtenderer Grund in dem Umstande zu finden ist, daß die hemmende Kraft zweier Metallbleche von der Reihenfolge abhängt, in welcher das α-Teilchen sie durchdringt. Ich habe weiter den auf Grund dieser zweiten Hypothese zu erwartenden Effekt berechnet und gefunden, daß er recht gut mit den Versuchsergebnissen übereinstimmt.

Wenn man jetzt zu beweisen beabsichtigt, daß eine Zerstreuung irgendwie für den von Frau Curie beobachteten Effekt verantwortlich sei, so wird der Nachweis erforderlich sein, daß erstens die Änderung der hemmenden Kraft bei Vertauschung nicht alle Beobachtungen zu erklären vermag, und daß zweitens dieser

1) Diese Zeitschr. **8**, 489, 1907.
2) Phil. Mag., April 1907, S. 507—517.

Mangel mit den Ergebnissen der auf die Zerstreuungshypothesen gegründeten Rechnungen übereinstimmt.

Universität Adelaide, Südaustralien, den 16. September 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. Oktober 1907)

Die Radioaktivität der Kissinger Heilquellen.

Von Felix Jentzsch.

Im Auftrage des Elektrotechnischen Institutes zu Aschaffenburg untersuchte Verfasser im Sommer 1907 die Heilquellen von Bad Kissingen bezüglich ihres radioaktiven Verhaltens.

Von den 5 Quellen Rakoczy, Pandur, Max, Saline und Solesprudel Schönborn wurden Wasserproben gleich an Ort und Stelle, möglichst sofort nach der Entnahme, untersucht; ferner im Laboratorium auch noch verschieden alte Wasserproben von Rakoczy, Max und Pandur und von Rakoczy, Saline und Schönborn die Sedimente.

Die Untersuchung geschah in dem Elster und Geitelschen Apparat ohne nennenswerte Abänderungen. Das Elektroskop wurde nach dem von H. W. Schmidt[1]) angegebenen Verfahren geeicht, d. h. es wurde der äußere Ladeknopf des Instrumentes, der mit dem aufgeladenen Zerstreuungskörper verbunden war, den Strahlen eines schwachen Radiumpräparates ausgesetzt, und dann die Zeiten beobachtet, die die Blättchen zum Durchwandern der einzelnen Teilstriche brauchten. Diese Zeiten sind dann proportional den relativen Potentialdifferenzen zwischen je 2 Ausschlägen. Der Anschluß an absolute Werte wurde durch Anlegen einiger bekannter Spannungen, die mit einem Präzisionsvoltmeter gemessen waren, erreicht. Die Eichung wurde häufig kontrolliert. Abgelesen wurde mit gespiegelter Skala nach Elster und Geitel so, daß mittels der Stellschrauben stets das eine Blättchen auf einen ganzen Teilstrich eingestellt wurde.

Der Gang einer Messung bei den Wasserproben war folgender: Das Elektroskop blieb zunächst etwa $^1/_4$ Stunde geladen stehen, bis das Dielektrikum polarisiert zu sein schien. Danach wurde während $^1/_4$—$^1/_2$ Stunde der gewöhnliche Potentialverlust beobachtet bei genau der gleichen Anordnung, — nur ohne Wasser, wie sie bei der eigentlichen Messung benutzt wurde. Danach wurde durch das frisch entnommene Wasser mittels eines Gummigebläses Luft getrieben, die durch ein Chlorcalcium-Trockengefäß hindurch in die Glocke des Apparates kam. Nachdem die Luft ca. 10 Minuten zirkuliert hatte, war, wie Vorversuche bewiesen, eine gleichmäßige Verteilung der Emanation eingetreten. Dies wird natürlich nur dann überhaupt möglich sein, wenn im Wasser keine emanierende Substanz gelöst ist. Während 20—30 Minuten wurde das Verhalten des Elektroskops beobachtet, dann wurde die Emanation ausgeblasen und das Abklingen der auf den Gefäßwänden hervorgerufenen induzierten Aktivität noch längere Zeit verfolgt. Da sich die Berechnung der induzierten Aktivität zur Zeit der Messung aus theoretischen Werten, wie dies H. W. Schmidt und K. Kurz[1]) tun, als unzweckmäßig erwies, — die Abklingkurve war oft eine andere — wurde dieser Wert graphisch extrapoliert und als weitere Korrektur in Rechnung gesetzt.

Endlich wurde noch in derselben Weise, wie dies zuerst von Mache und Meyer[2]) geschah, der Teil der Emanation, der in der Wasserflasche, den Schläuchen, im Gebläse und im Trockengefäß zurückbleibt, wo er sich nicht an der Unterhaltung des Sättigungsstromes beteiligt, aus den Volumverhältnissen berechnet und beim Resultat berücksichtigt. Das gleiche geschah mit dem im Wasser absorbierten Teil der Emanation. Für die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Temperatur wurden dabei die nach den Hofmannschen Beobachtungen von Mache und Meyer[3]) gegebenen Zahlen benutzt.

Es mag hier übrigens bemerkt werden, daß sich in die Formeln von H. W. Schmidt, dessen Berechnungsweise sonst als Vorbild diente, ein Fehler eingeschlichen hat. Mit seinen Bezeichnungen (l_1 = Volumen der Wasserflasche, l_2 = Volumen von Schläuchen, Gebläse und Trockenflasche, l_3 = Volumen des Zerstreuungsgefäßes, α = Absorptionskoeffizient des Wassers für Emanation) beträgt der Korrektionsfaktor, mit dem nach ihm die bei der benutzten Wassermenge w beobachtete Zerstreuung zu multiplizieren ist, um den der gesamten in 1 Liter Wasser enthaltenen Emanationsmenge entsprechenden Wert zu erhalten:

$$\frac{1000}{w}\left\{\frac{l_1+l_2+l_3}{l_3}\left[1+\alpha\frac{w}{l_1}\right]\right\}.$$

Eine richtigere Formel entsteht bei folgender Überlegung: Sei e_0 der gewöhnliche Emanationsgehalt der Luft pro cm^3, e derjenige nach Herstellung des Emanationsgleichgewichts zwischen Luft und Wasser, so ist die gesamte aus dem Wasser in die Luft getretene Emanationsmenge

1) Diese Zeitschr. 7, 157, 1906.

1) Diese Zeitschr. 7, 209, 1906.
2) Wien. Ber. 114, 357.
3) Diese Zeitschr. 6, 692, 1905.

$$(\varepsilon - \varepsilon_0)\ (V - w),$$

wo $V = l_1 + l_2 + l_3$ das gesamte Volumen des Apparates ist. Im Wasser verbleibt noch die Emanationsmenge

$$a \cdot \varepsilon \cdot w.$$

Wenn endlich v das Volumen des Meßraumes ($= l_3$ bei H. W. Schmidt) und i bezw. i_0 die im Apparat direkt beobachteten Spannungsverluste (z. B. in Volt/Stunde ausgedrückt) sind, so ist $\varepsilon = \frac{i}{v}$ bezw. $\varepsilon_0 = \frac{i_0}{v}$ (die Emanationsmenge ε wird also durch die von ihr hervorgebrachte Wirkung gemessen). Die gesamte in 1000 cm³ Wasser enthaltene Emanation ist also:

$$\frac{1000}{w}\left\{\frac{V-w}{v}(i - i_0) + a \cdot \frac{w}{v} \cdot i\right\}.$$

Die nach dieser Formel berechneten Werte werden im allgemeinen kleiner als die entsprechenden bei H. W. Schmidt sein und zwar um so mehr, je größer die benutzte Wassermenge war. Außerdem wird dieser Unterschied bei starker Aktivität relativ bedeutender, als bei schwacher sein.

Wenn man die so gefundenen Zahlen mit Hilfe der bekannten Kapazität des ganzen Instrumentes in elektrostatischen Einheiten ausdrückt, stellen sie im Sinne von Mache absolute, durchaus vergleichbare Werte dar. Wie aber bereits H. W. Schmidt und K. Kurz bemerkt haben, muß ferner noch eine Untersuchung von Duane[1]) berücksichtigt werden. Da bei größeren Gefäßen die Wandungen verhältnismäßig weniger Strahlen absorbieren, als bei kleinen Gefäßen, ist es nötig, wenn man durchaus absolute, von allen Versuchsbedingungen unabhängige Werte erhalten will, das Verhältnis von Volumen zu Oberfläche im Untersuchungsraum zu berücksichtigen. Duane zeigte experimentell, daß eine und dieselbe Stromstärke, in verschieden dimensionierten Apparaten gemessen, sich ausdrücken ließ durch die Formel[2])

$$\mathcal{J} = c - k\frac{O}{V},$$

wo $\mathcal{J}$ der wirklich gemessene Strom, O die Oberfläche, V das Volumen des Untersuchungsgefäßes, $c = 0{,}63$ und $k = 0{,}326$. Der erste Summand bedeutet die Stromstärke, die entsteht, wenn alle Strahlung in der Luft selbst absorbiert wird und so zur Ionisation der Luft beiträgt und keine Strahlen durch Absorption an den Wänden für diesen Zweck verloren gehen. Dieser Wert ist also die eigentlich gesuchte, charakteristische Größe. Der zweite Summand, der die Absorption an den Wänden darstellt, muß negativ sein, weil die absorbierte Energie größer ist wie die als sekundäre Strahlung wieder emittierte Energie. Danach gilt allgemein:

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0\left[1 - \frac{0{,}326}{0{,}63}\frac{O}{V}\right]$$

$$\mathcal{J}_0 = \frac{\mathcal{J}}{1 - 0{,}52\frac{O}{V}}.$$

Die folgenden Zahlen sind alle in dieser Weise korrigiert. Da nur einige Minuten zwischen Entnahme und Messung verstrichen, war es nicht nötig, die erhaltenen Werte nach dem bekannten Exponentialgesetz auf die Zeit der Entnahme umzurechnen.

Von den Resultaten mag noch besonders hervorgehoben werden, daß bei frischem Wasser von Rakoczy, Pandur und Max sich in den ersten 10 Minuten ein sehr rascher Anstieg der Aktivität bemerkbar machte, die nach einem den Anfangswert fast um das Dreifache übersteigenden Maximum etwas langsamer abfiel, um nach 20—25 Minuten einen verhältnismäßig konstanten Wert zu erreichen. Eine Erklärung dieser Erscheinung, die nach den mehrfach angestellten Wiederholungen des Versuches wohl feststeht, wird dadurch erschwert, daß die auf den Gefäßwänden induzierte Aktivität ganz ausgesprochenen Thoriumcharakter zeigte. Ebenso war auch die Abklingkurve der auf einem Bleidraht (bei ca. —2000 Volt) induzierten Aktivität aus den Sedimenten von Rakoczy, der der induzierten Thor.-Aktivität sehr ähnlich. Andrerseits gilt ein Ansteigen der Aktivität im Apparat mit der Zeit als sicheres Zeichen von Radium-Aktivität.[1]) In diesem Falle aber erfolgte das Ansteigen der Aktivität im Anfang auch sehr viel rascher, als es z. B. Duane[2]) für Radium berechnet hat, wenn zu dem relativ konstanten Wert der Emanation allein, die mit der Zeit in bekannter Weise ansteigende Wirkung der induzierten Aktivität tritt.

Immerhin kann man wohl folgende Erklärung versuchen: Das Wasser enthält sehr viel Emanation, demzufolge ist die auf die Gefäßwand induzierte Aktivität sehr groß und wir beobachten einen raschen Anstieg der Leitfähigkeit. Dieser wird noch beschleunigt dadurch, daß die Emanation selbst sehr kurzlebig ist, so daß nach einem schnell erreichten Maximum die gemessene Leitfähigkeit wieder sinkt bis auf einen relativ konstanten Wert. Nun ist die Thor-Emanation in der Tat sehr kurzlebig und zwar in so hohem Grade, daß man eine vom Quellwasser aus tieferen Schichten, wo sie sich gebildet hätte, nach oben mit-

1) Journ. d. Phys. (4), **4**, 605.
2) l. c. Form. (3).

1) v. d. Borne, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **2**, 142, 1905.
2) Journ. d. Phys. (4), **4**, 605.

geführte Thor-Emanation nur messen kann, wenn die Untersuchung sofort nach Entnahme der Probe geschieht und die Emanation außerdem in sehr großen Mengen vorhanden ist. Trotz der Nähe des Beobachtungsraumes von der Quelle vergingen von der Entnahme der Probe bis zu dem Augenblick, wo ihr durch Hindurchblasen von Luft die Emanation entrissen wurde, immerhin einige (mindestens 5) Minuten. Will man also nicht geradezu riesige Mengen von Thor-Emanation annehmen, wird man wohl den größten Teil der vorhandenen Aktivität der Anwesenheit von im Wasser gelösten selbst emanierenden Salzen zuschreiben müssen, die Thorium oder das die Thor-Aktivität hervorbringende Element enthalten. Dafür spricht auch, daß nach einiger Zeit (z. B. 1 Stunde) neues Hindurchblasen von Luft durch das Wasser ein vorübergehendes Wiederansteigen der Leitfähigkeit bewirkte, — scheinbar hatte sich also neue Emanation im Wasser gebildet. Ebenfalls dafür scheint auch die bei Rakoczy-Wasser beobachtete „Rest-Aktivität" zu sprechen, d. h. die auffallende Erscheinung, daß, während bei 1 Jahr altem Wasser die Aktivität schon sehr gering geworden war, bei 2 und noch mehr bei 3 Jahr altem Wasser sich wieder ein ziemlich bedeutendes Anwachsen der Aktivität zeigte, was wohl zweifellos nur gelösten Salzen zugeschrieben werden kann. Auch aus der Beobachtung, daß gewöhnlich gefüllte Flaschen mit Korkverschluß (Diffusion möglich) und mit besonderer Vorsicht unter Wasser gefüllte Flaschen mit Patentverschluß (Diffusion unmöglich) Proben von der gleichen Aktivität enthielten, kann vielleicht gefolgert werden, daß im Wasser selbst eine Quelle der Emanation war. Trotz alledem ist es durchaus möglich, daß ein gewisser Teil der beobachteten Aktivität von Radium herrührt, der wohl um so größer sein müßte, je älter die Proben sind.

Name u. Alter des Quellwassers	Aktivität bez. auf 1 Liter Flüssigkeit	
	Millivolt/sec	$10^3 \varepsilon . s . \varepsilon$
Rakoczy frisch	90,2	2,855
„ 4 Tage	13,33	0,422
„ 17 „	12,6	0,399
„ 1/4 Jahr	9,73	0,308
„ 1 „	1,69	0,054
„ 2 Jahre	2,72	0,086
„ 3 „	6,6	0,209
„ 3 „ (mit CO_2 gefüllt)[1]	2,43	0,078
Pándur frisch	82,4	2,608
„ 8 Tage	8,1	0,257
Max frisch	136,6	4,33
„ 8 Tage	6,66	0,211
Solesprudel Saline frisch	1,61	0,051
Solesprudel Schönborn frisch	0,81	0,026

1) Den auffälligen Unterschied zwischen gewöhnlich und unter Kohlensäuredruck gefülltem Wasser vermag Verfasser nicht zu deuten.

Bei dem von den eng benachbarten drei erstgenannten Quellen mehrere km entfernten Solesprudel Saline war die Abklingkurve der von den Sedimenten auf einem Bleidraht induzierten Aktivität der des Radium recht ähnlich, nur ein klein wenig flacher und bei dem noch 2 km weiter entfernten Solesprudel Schönborn, schloß sie sich nach einer anfänglichen Unregelmäßigkeit, wie sie auch Mache und Meyer beschreiben, vollständig der des Radium an.

Die Untersuchung der Sedimente ergab:

	Potentialabfall in Volt durch 125 g in 1 Std.	auf 1 Gramm bezogen	
		Millivolt/sec	$10^3 \varepsilon . s . \varepsilon$
Rakoczy	244,5	0,667	0,021
Saline	758	2,072	0,066
Schönborn	676	1,85	0,059

Die Zahlen der ersten Spalte sind nicht nach Duane korrigiert, um einen Vergleich mit den Werten von G. Gehlhoff[1]) zu ermöglichen. Dieser findet für Rakoczy 227 Volt/Stunde, wobei ihm nur 11 g Sedimente zur Verfügung standen, wahrscheinlich weit von der Quelle selbst aus der zu den Bädern führenden Leitung des Rakoczywassers herstammend. Auch bei der vorliegenden Untersuchung waren zwar die Sedimente von Saline und Schönborn direkt aus dem Brunnenschacht entnommen, aber die von Rakoczy stammten aus der etwa 100 m entfernten Flaschenfüllerei (zum Versand) her. Sedimente von der Quelle selbst her würden zweifellos bedeutend größere Werte ergeben; entsprechend dem hohen Gehalt des Wassers an aktiven Salzen. Wegen der Untunlichkeit, während der Badesaison die vielgebrauchten Kurbrunnen durch Entnahme von Sedimenten zu trüben, empfiehlt es sich überhaupt, derartige Untersuchungen im Anschluß an die jährlich stattfindende Reinigung der Brunnen im Frühjahr vorzunehmen.

Anhangsweise seien noch die Resultate aus einer Untersuchung dreier Quellen im Westerwald mitgeteilt. Die drei Quellen, die sämtlich erst kürzlich erbohrt sind, liegen ca. 15 km von Weilburg a. d. Lahn bei Obershausen (Kr. Oberlahn).

	Aktivität des Wassers bez. auf 1 Liter	
	Millivolt/sec.	$10^3 \varepsilon . s . \varepsilon$
Prinz Heinrich-Quelle	9,39	0,2975
Göttinger Quelle	25,95	0,823
Bismarcksprudel I	32,8	1,039

1) Diese Zeitschr. **7**, 590, 1906.

Die Untersuchung der Sedimente ergab

	bez. auf 1000 Gramm	
Prinz Heinrich-Quelle	108,0	2,765
Göttinger Quelle	41,1	1,052
Bismarcksprudel I	41,6	1,065

Die Abklingkurve der induzierten Aktivität schloß sich bei „Prinz Heinrich" gar nicht, bei „Göttinger" besser und bei „Bismarck" gut der für Radium gültigen Kurve an. Eine nach bezw. 77, 75 und 91 Stunden im Laboratorium vorgenommene Untersuchung der Wasser ergab zusammen mit den an Ort und Stelle gefundenen Werten für alle drei Quellen sehr große Halbierungskonstanten (16—25 Tage) und zwar für „Prinz Heinrich" die größte. Es scheint demnach, daß die Aktivität des „Prinz Heinrich" ausschließlich auf gelösten Salzen (wohl vorwiegend Thor) beruht. Talaufwärts über „Göttinger Quelle" bis „Bismarckstrudel" wird der Salzgehalt geringer und der Einfluß der Emanation größer.

Aus dem Elektrotechnischen Institut zu Aschaffenburg a. M.

(Eingegangen 3. Oktober 1907.)

Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Metallelektroden. [1])

Erste Mitteilung.

Von W. G. Cady und H. D. Arnold.

Einleitung.

§ 1. Bis auf unsere Tage sind die meisten Untersuchungen über die elektrische Entladung zwischen Metallen entweder auf die Glimmentladung — hauptsächlich bei niederen Gasdrucken — oder sonst auf die Bogenentladung bei verhältnismäßig hohen Stromdichten, wo eine ausgesprochene Verflüchtigung beider Elektroden stattfindet, beschränkt geblieben. Eine systematische Untersuchung des Überganges von einer dieser Entladungsformen zur andern bei verschiedenen Metallen ist anscheinend bisher noch nicht ausgeführt worden. Die vorliegende Arbeit behandelt dieses Übergangsgebiet mit besonderer Berücksichtigung der am elektrischen Lichtbogen bei verhältnismäßig kleinen Stromstärken beobachteten Erscheinungen. [2])

Den Ausgangspunkt für diese Untersuchungen bildete die von einem der Verfasser gemachte Beobachtung, daß der Eisenbogen bei einem bestimmten kritischen Werte der Stromstärke eine plötzliche Veränderung erfährt, welche einigermaßen dem wohlbekannten „Zischpunkte" des Kohlebogens ähnelt. Diese Ähnlichkeit war so gewaltig, daß wir in unseren vorläufigen Mitteilungen zur Bezeichnung der beobachteten Erscheinungen die Ausdrücke „Ruhiger Zustand", „Zischender Zustand" und „Zischpunkt" („Quiet State", „Hissing State", „Hissing Point") benutzt haben. Indessen haben uns neuere Beobachtungen gezeigt, daß der Effekt nicht mit dem Zischpunkte beim Kohlebogen verglichen werden kann, daß er vielmehr eine davon verschiedene Erscheinung darstellt, auf welche bereits früher seitens verschiedener Beobachter hingewiesen worden ist. So bemerkt beispielsweise Maisel [1]), daß der Eisenbogen bei einer Stromstärke von etwas weniger als zwei Ampere aufhört zu zischen; Steinmetz [2]) tut einer unerwarteten Spannungsänderung bei ungefähr einem Ampere Erwähnung, und wir werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit nachweisen, daß auch das Dunkelwerden des Bogens in der Nachbarschaft der Anode [3]) und das Auftreten von Schichtungen [4]) im Bogen, welche von mehreren Forschern erwähnt worden sind, auf dieselbe gemeinsame Ursache zurückgeführt werden können. Unter den hier genannten Beobachtern sind anscheinend Stark und Cassuto die einzigen gewesen, welche das Wesen der Erscheinung erkannt haben.

Es scheint darnach besser, mit Bezug auf den in dieser Arbeit beschriebenen Effekt den Ausdruck „Kritischer Punkt" zu gebrauchen, und statt „Ruhiger Zustand" und „Zischender Zustand" die Ausdrücke „Erstes Stadium" („First Stage") und „Zweites Stadium" („Second Stage") einzuführen.

I.

Der kritische Punkt beim Eisenbogen.

§ 2. Apparatur. Von den Metallen, die wir in Luft von Atmosphärendruck untersucht haben, zeigt Eisen den kritischen Punkt bei weitem am leichtesten. Bei keiner der Erscheinungen bemerkten wir irgendwie einen wesentlichen Unterschied, ob der Bogen wagerecht oder senkrecht angeordnet war, und ob sich im letzteren Falle die Anode oben oder unten befand. Die hier beschriebenen Wirk-

1) Diese Untersuchung wird mit Hilfe einer Unterstützung von 200 Dollar aus dem Elizabeth Thompson Science Fund ausgeführt, für deren Gewährung die Verfasser an dieser Stelle ihren herzlichen Dank zum Ausdruck zu bringen wünschen.

2) Kurze Mitteilungen über diese Versuche sind an folgenden Stellen erschienen: Nature **74**, 443, 1906; Electrician **58**, 816, 1907; Phys. Rev. **24**, 381 und 446, 1907.

1) Diese Zeitschr. **5**, 550, 1904.

2) Trans. Electr. Congr., St. Louis, **2**, 710, 1904.

3) Matteucci, C. R. **29**, 263, 1849; Arons, Ann. d. Phys. (4) **1**, 700, 1900; Stark, diese Zeitschr. **5**, 81, 1904; Stark und Cassuto, diese Zeitschr. **5**, 264, 1904.

4) Gassiot, Pogg. Ann. **119**, 133, 1863; De la Rue and Müller, Phil. Trans. **171**, 65, 1879; Child, Phys. Rev. **20**, 369, 1905.

ungen lassen sich jedoch am besten erreichen, wenn die Anode unten ist, wahrscheinlich deshalb, weil dann die Anode, die, wie wir sehen werden, der Sitz des kritischen Punktes ist, von störenden Beeinflussungen durch die erhitzten Dämpfe frei ist.

Die meisten Beobachtungen am Eisenbogen haben wir mit einer eigens zu diesem Zwecke gebauten Lampe angestellt. In dieser Lampe konnte jede Elektrode für sich mit Hilfe eines Zahnstangengetriebes auf und nieder bewegt werden. Horizontale Einstellvorrichtungen gestatteten, die Elektroden gegeneinander auszurichten. Zum Schutze des Bogens gegen Luftströmungen waren die Elektroden in einen Holzkasten mit Seitenfenstern aus Glas eingeschlossen. Stromstärke und Spannung wurden mit Weston-Instrumenten gemessen. Das Gleichstromnetz lieferte entweder 120 oder 240 Volt; durch Zuschalten einer Sammlerbatterie und einer kleinen Dynamo in Reihe konnte die Spannung bis auf 475 Volt gesteigert werden.

Das Aussehen und die Länge des Bogens wurden in der Weise beobachtet, daß ein ungefähr zehnfach vergrößertes Bild mit Hilfe einer kleinen Linse auf einen Spiegel entworfen wurde, von dem es dann wieder auf eine senkrecht aufgestellte Skala aus Papier mit Millimeterteilung geworfen wurde. Die Skala war dicht neben dem Bogen aufgestellt, und dadurch war die Möglichkeit gegeben, daß ein Beobachter den Bogen kontrollierte und die Längen verzeichnete, während ein zweiter Beobachter Spannung und Stromstärke aufnahm.

Die folgende Methode zur Bestimmung der Länge des Bogens lieferte ebenfalls gute Ergebnisse in solchen Fällen, wo es nicht wünschenswert erschien, den Beobachtungsraum zu verdunkeln: ein Fernrohr wurde auf das Bild des Bogens eingestellt, welches von einem Stück Spiegelglas teilweise reflektiert wurde. Hinter dem Glase, und in derselben Entfernung von diesem wie der Bogen, befand sich eine senkrecht aufgestellte Papierskala, welche hell beleuchtet wurde. Das Bild des Bogens fiel dann auf die Skala.

Um eine feinere Abgleichung der Stromstärke zu gewährleisten, gelangte neben Argentanwiderständen noch ein großer Widerstand aus Natriumkarbonat zur Verwendung.

§ 3. Der Eisenbogen in freier Luft. Damit sich der Übergang aus dem zweiten Stadium in das erste bewerkstelligen läßt, ist es vor allen Dingen wichtig, daß der Bogen einen normalen Zustand angenommen hat. Wenn der Bogen soeben angelassen worden ist, bei frischen Elektroden, beginnt sofort eine Oxydation, welche zur Bildung einer Masse aus geschmolzenem magnetischen Oxyd an jedem Pole führt. Wegen der verhältnismäßig schnellen Abnutzung der Kathode zeigt das geschmolzene Oxyd hier eine ebene oder gar eine konkave Oberfläche; an der Anode hingegen bildet das Oxyd ein rundliches Kügelchen, das infolge des Transportes von Materie von der Kathode her fortgesetzt an Größe zunimmt. Es ergab sich als das beste, die Elektroden von Zeit zu Zeit zur Berührung miteinander zu bringen, wobei dann ein Teil des positiven Kügelchens auf die Kathode übertragen wurde, was zur Folge hatte, daß die Entladung zwischen konvexen Oberflächen stattfand. Wenn die Oxydkuppen kalt sind, so lassen sie sich leicht von den Eisenelektroden entfernen, und es bleibt dann im allgemeinen an der Anode eine stumpfe Eisenspitze und an der Kathode eine geringe Vertiefung zurück.

Der normale Eisenbogen in freier Luft ist somit in Wirklichkeit ein Bogen zwischen Elektroden aus magnetischem Eisenoxyd. Eine Untersuchung der Kügelchen auf Eisennitrid hin zeitigte ein negatives Ergebnis. In den positiven Kügelchen finden sich nach der Abkühlung oftmals Hohlräume von beträchtlicher Ausdehnung.

§ 4. In freier Luft und bei Benutzung von Eisenelektroden von drei bis sechs Millimeter Durchmesser befindet sich der Bogen im allgemeinen im ersten Stadium, solange die Stromstärke sich unterhalb eines Ampere bewegt. Der eigentliche Bogen hat dann am negativen Ende eine bläulich-weiße Farbe, welche, je mehr man sich der Anode nähert, allmählich in ein Dunkelblau übergeht. An der Anode ist eine Schicht, die fast vollkommen dunkel zu sein scheint. Der Bogen ist von einem gelblichgrünen Mantel umgeben, welcher anscheinend von der Oxydation des Eisens im Bogen selbst herrührt. Dieser vermeidet anscheinend die Anode zu berühren. Außerhalb des Mantels findet sich ein dünner zweiter Mantel oder eine Schale; diese Schale geht von der Kathode aus und rührt wahrscheinlich von der Oxydation des negativen Kügelchens her.

Der Bogen geht von einem außerordentlich hellen Fleck auf der Kathode aus, dagegen ist das der Anode zugekehrte Ende sehr matt und diffus. Wenn die Stromstärke durch Verminderung des äußeren Widerstandes erhöht wird, so nimmt die Helligkeit in den verschiedenen Teilen des Bogens an Intensität zu, und die Klemmenspannung nimmt in der gewohnten Weise ab. Fig. 5 zeigt eine Gruppe charakteristischer Kurven für Eisen bei verschiedenen Bogenlängen. Die Kurve für 8 mm kann als typischer Fall angesehen werden. Der Teil *MA* befindet sich hier im ersten Stadium bei großem äußeren Widerstand. In

diesem Diagramm, sowie in den übrigen, bezeichnen die ausgezogenen Linien solche Gebiete, in denen die Entladung stabil ist, die gestrichelten Linien solche, wo keine stetige Entladung aufrecht erhalten werden kann.

Wenn die Stromstärke einen Wert von etwas mehr als einem Ampere erreicht, so gibt eine sehr geringe Abnahme des äußeren Widerstandes zum Eintritt einer plötzlichen Veränderung Veranlassung. Die Potentialdifferenz fällt um ungefähr 12 Volt, die Stromstärke steigt ein wenig, man hört ein deutliches Zischgeräusch, und das bläulich-weiße Licht der Kathode erstreckt sich nahezu gleichförmig bis zur Anode, woselbst ein kleiner heller Fleck erscheint. Zur gleichen Zeit nehmen der Mantel und die Schale, von denen der Bogen umgeben ist, stark an Helligkeit zu.

Diese plötzliche Veränderung wird in Fig. 5 durch die gestrichelte Linie *AB* dargestellt. Zwischen den Punkten *A* und *B* lassen sich keine Ablesungen machen. Wenn die Stromstärke noch weiter gesteigert wird, so erhält man das Stück *BN* im zweiten Stadium. Dies ist natürlich das Stadium, in welchem man den Eisenbogen gewöhnlich für spektroskopische und sonstige Zwecke betreibt, und bildet den Endzustand des Bogens.

Die zu Anfang des zweiten Stadiums verausgabte Energie ist immer geringer als die am Ende des ersten Stadiums verausgabte. Der Grund hierfür liegt in der großen Spannungsabnahme sowie in dem Umstande, daß die Zunahme der Stromstärke durch den äußeren Widerstand begrenzt wird.

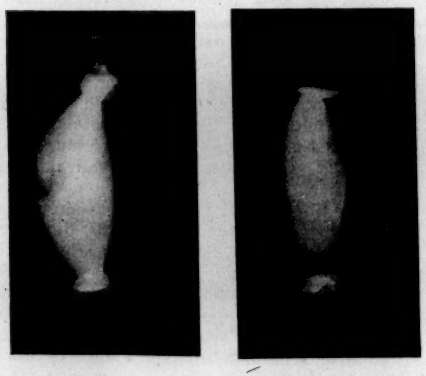


Fig. 1.
Der Eisenbogen.
Der positive Pol ist in beiden Fällen unten.
Links: Erstes Stadium, $l = 4{,}5$ mm, $J = 1{,}3$ Ampere, $E = 74{,}5$ Volt.
Rechts: Zweites Stadium, $l = 4{,}5$ mm, $J = 1{,}3$ Ampere, $E = 61{,}0$ Volt.

Die Photographien in Fig. 1 geben eine gute Vorstellung von dem Aussehen des Bogens, obschon es nicht möglich war, den umhüllenden Mantel mit wiederzugeben. Betrachtet man den Bogen direkt durch dunkle Gläser, so ist der Unterschied im Aussehen zwischen den beiden Stadien viel auffälliger als in den photographischen Aufnahmen. Der helle Fleck, den man bei beiden Aufnahmen auf der Vorderfläche des positiven Kügelchens sieht, ist das reflektierte Licht des Bogens.

Beginnt man mit den Beobachtungen beim zweiten Stadium und läßt die Stromstärke abnehmen, so findet man gewöhnlich, daß der Übergang in das erste Stadium zurück nicht längs der Linie *BA* erfolgt, sondern daß ein kleinerer Wert der Stromstärke erreicht werden kann. Beispielsweise ging bei den in Fig. 5 wiedergegebenen Beobachtungen der Übergang bei allmählicher Steigerung des äußeren Widerstandes längs der Linie *CD* vor sich. Der Wert der Stromstärke für die kritischen Punkte *A* und *C* ist Schwankungen unterworfen; im allgemeinen kann man jedoch sagen, daß das Parallelogramm *ABCD* um so breiter ist, je länger der Bogen ist. Bei den Beobachtungen, welche durch Fig. 5 veranschaulicht werden, fanden wir zwischen den Linien, welche *AB* und *CD* für die Längen 1 mm und 2 mm entsprechen, keinen Unterschied, obgleich auch hier bei anderen Gelegenheiten weitgehende Unterschiede gefunden worden sind. Es können also, wenigstens bei langen Bögen, zwei Werte für die Spannung bei derselben Stromstärke vorkommen. Die Linien *BA* und *CD* schneiden die Ordinatenachse, wie zu erwarten war, in einem Punkte, welcher der zugeführten Spannung entspricht. Diese charakteristischen Kurven sollen im § 30 eingehender besprochen werden.

§ 5. Unsere erste Aufgabe bestand darin, zu sehen, inwieweit diese beiden Stadien dem ruhigen und dem zischenden Zustande des Kohlebogens analog sind. Wir wiederholten deshalb die von Mrs. Ayrton[1]) beschriebenen Versuche, und zwar mit den folgenden Ergebnissen: wenn sich der Bogen im zweiten Stadium befindet, so kann man den Eintritt des ersten Stadiums beschleunigen, erstens, indem man die Stromstärke herabsetzt, zweitens dadurch, daß man die Elektroden weiter auseinander zieht, oder drittens, indem man den Bogen durch einen eingeblasenen Luftstrom oder durch einen Magneten verlängert. Ferner ist, wie beim Kohlebogen, die größte Stromstärke, bei welcher das erste Stadium aufrecht erhalten werden kann, um so größer, je länger der Bogen ist.

1) Mrs. Ayrton, The Electric Arc, S. 279.

§ 6. Der Potentialfall an der Anode. Mrs. Ayrton[1]) fand beim Kohlebogen, daß von der beim Durchgang durch den Zischpunkt eintretenden Spannungsänderung ungefähr zwei Drittel an der Anode auftreten, der Rest im Gase. Die Ausführung dieser Untersuchung mit Eisen begegnet ernstlichen Schwierigkeiten, denn wenn der Eisenbogen auch hinlänglich ruhig brennt, solange er nicht gestört wird, so hat doch die Annäherung einer Sonde zur Folge, daß der Bogen, besonders wenn die Stromstärke gering ist, abgestoßen wird und dann überaus unregelmäßig brennt.[2]) In der Tat scheinen die Fehlerquellen beim Gebrauch von Sondenelektroden, die bereits Polak[3]) mit Bezug auf den Quecksilberlichtbogen sowie Child[4]) erwähnt haben, besonders gefährlich zu sein, wenn es sich um einen Lichtbogen zwischen Metallelektroden in freier Luft handelt.

Wir verwendeten für die Sonde zunächst Kohle, verließen dieses Material indessen bald aus Furcht vor Störungen durch den Dampf, den es in den Bogen einführte. Tatsächlich wurde dadurch die Bogenspannung um ungefähr 5 Volt verändert.

Darauf verwendeten wir einen Eisenstab. Wir konnten keinen kleinen Durchmesser gebrauchen, weil der Stab dann zu schnell abschmolz. Platin schmolz fast ebenso schnell wie Eisen. Wenn ein 2,5 mm starker Eisenstift in den Bogen eingeführt wurde, so bildete sich an seinem Ende ein Oxydkügelchen, und dieses Kügelchen war im Vergleich zu der Länge des Bogens so groß, daß jeder Gedanke an eine genaue Untersuchung des Feldes außer Frage stand. Dennoch war es möglich, wenigstens qualitativ mit Hilfe eines Quadrantenelektrometers nachzuweisen, daß die Änderung der Spannung beim Durchgang durch den kritischen Punkt hauptsächlich, wenn nicht ganz, auf der der Anode zugekehrten Seite der Sonde eintrat.

Wird der Bogen zwischen einer Kathode aus Kohle oder Kupfer und einer Anode aus Eisen gebildet, so tritt der kritische Punkt praktisch ebenso auf wie bei einem Bogen zwischen Eisenelektroden. Wenn hingegen Eisen die Kathode und Kohle die Anode ist, so tritt keine plötzliche Veränderung ein, bis der Zischpunkt für Kohle erreicht ist. Bei einer Eisenkathode und einer Kupferanode tritt kein kritischer Punkt ein — es sei denn der kritische Punkt für Kupfer, der weiter unten erörtert werden soll —, bis sich auf dem Kupfer ein Niederschlag von Eisen gebildet hat; alsdann tritt der für Eisen normale Wechsel ein.

1) The Electric Arc, S. 288.

2) Child beobachtete den positiven und den negativen Potentialabfall am Metallbogen; er verwendete aber einen Strom von sechs Ampere. Siehe Phys. Rev. **12**, 149, 1901.

3) Ann. d. Phys. (4) **10**, 218, 1906.

4) Phys. Rev. **24**, 498, 1907.

Der Eisenbogen in Stickstoff.

§ 7. Bei der weiteren Verfolgung der Analogie mit dem Kohlebogen entstand die Frage, ob die Oxydation bei der Hervorbringung des beobachteten Effektes eine Rolle spielt. Einige Vorversuche, bei welchen wir allen Sauerstoff so viel wie möglich von dem Bogen ausgeschlossen hatten, deuteten darauf hin, daß entweder eine sehr geringe Spur von Sauerstoff noch imstande ist, den Wechsel beim Eisenbogen zu beschleunigen, oder aber, daß es möglich ist, sowohl das erste als auch das zweite Stadium zwischen Elektroden aus magnetischem Eisenoxyd zu erhalten, selbst dann, wenn in dem umgebenden Gase kein freier Sauerstoff gegenwärtig ist.

Die Frage wurde endgültig dadurch erledigt, daß wir einen Bogen zwischen sorgfältig gereinigten Eisenelektroden in reinem Stickstoff betrieben.

Zu diesem Zwecke benutzten wir den in Fig. 2 wiedergegebenen Apparat. Die Elektroden A und K wurden im Innern einer Glaskugel B von 15 cm Durchmesser untergebracht. Sie waren aus 4,5 mm starkem Eisendraht hergestellt, und die Enden, von denen aus die Entladung vor sich ging, waren bis auf einen Durchmesser von 3 mm abgedreht worden. Sie traten durch senkrechte Glasröhren von ungefähr 80 cm Länge in die Kugel ein; diese Röhren waren bei D und E mit Schliffen ausgestattet.

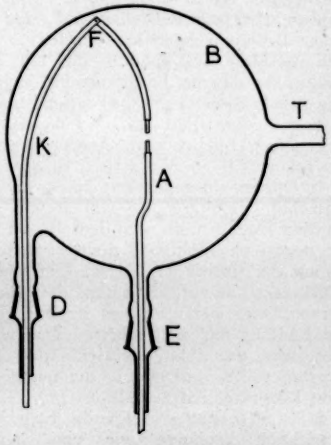


Fig. 2. Apparat zur Erzeugung des Bogens in Stickstoff.

Die Glasröhren tauchten in Quecksilbergefäße, und das Quecksilber stieg auf Barometerhöhe, wenn die Luft ausgepumpt wurde. Es war die Möglichkeit gegeben, jede der beiden Elektroden unabhängig von der anderen zu heben und zu senken, sowie sie um eine senkrechte Achse zu drehen, um sie genau gegeneinander ausrichten zu können. Der Draht K war bei F mit einem Gelenk versehen. Das kurze Ende jenseits F wurde durch eine geeignete Vorrichtung nach außen gebogen, wenn K aus der Kugel herausgenommen oder in sie eingesetzt werden sollte. Der Draht war in der Weise gebogen, daß er gerade durch den Hals der Kugel eingeführt werden konnte. T war ein seitlicher Ansatz, der zum Manometer, zur Geryk-Pumpe und zu dem Apparat für die Herstellung und Reinigung des Stickstoffs führte.

Wir wählten diese Bauart, um alle Stoffe von dem Bogen auszuschließen, welche ihm Spuren von Sauerstoff zuführen konnten, und zugleich, um möglichste Freiheit bei der Handhabung der Elektroden zu gewährleisten. Wir verwandten große Sorgfalt auf das Reinigen und Trocknen des Stickstoffs; diesen selbst stellten wir nach chemischem Verfahren her. Die Glaskugel wurde sorgfältig erhitzt, um okkludierte Gase auszutreiben. Wir führten mehrere Beobachtungsreihen aus, und für jede dieser Beobachtungsreihen wurde der Apparat mehrere Male ausgepumpt und mit Stickstoff gefüllt. In einigen Fällen machte sich zu Anfang eine Spur von Oxydation bemerkbar, doch hörte sie bald auf, und die Spitzen der Elektroden blieben im Aussehen hell und silberglänzend.

In Übereinstimmung mit einer von Arons[1]) gemachten Beobachtung fanden wir, daß der schwarze Metallstaub aus dem Bogen sich auf der negativen Elektrode dichter niederschlägt als auf der positiven. Dieser Umstand würde anscheinend darauf hindeuten, daß die Staubteilchen beim Verlassen des Bogens eine positive Ladung mit sich führen. Das entspricht nicht dem, was man angesichts der Tatsache erwarten sollte, daß gerade die negative Elektrode hauptsächlich zerfällt.

§ 8. Wir hatten folgende Ergebnisse zu verzeichnen: solange wie eine Spur von schwarzem Oxyd an den Elektroden blieb, konnten in Stickstoff so gut wie in Luft beide Stadien erhalten werden. Wenn aber die Entladung zwischen Elektroden aus metallischem Eisen stattfand, so zeigte sie mehr das Aussehen des zweiten Stadiums als das des ersten, selbst dann, wenn die Stromstärke so lange verringert wurde, bis der Bogen ausging. Nur im letzten Augenblick, ehe der Bogen aufhörte, wenn er unregelmäßig flackerte, machte sich irgendwelches Anzeichen für den Charakter des ersten Stadiums geltend. Dieser Umstand allein genügt, um den Nachweis zu erbringen, daß Oxydation nicht die Ursache für das zweite Studium beim Eisenbogen ist.

§ 9. Beobachtungen in einem partiellen Vakuum. Im § 23 werden wir zeigen, daß man bei gewissen Metallen den kritischen Punkt bei vermindertem Gasdruck leicht erhalten kann, obschon er in freier Luft nicht eintritt. Bei unoxydiertem Eisen und Platin ist es fast unmöglich, bei irgendeinem Drucke das erste Stadium zu erhalten. Bei einer Zufuhr von 475 Volt und mit Eisenelektroden in Stickstoff unter Verwendung des in Fig. 2 dargestellten Apparates konnten wir bei jedem beliebigen Druck Glimmentladung erhalten, wenn dagegen die Stromstärke hinreichend gesteigert wurde, so ging die Glimmentladung beharrlich in das zweite Stadium des Bogens über, vorausgesetzt, daß der Druck hoch genug war, um die Bildung eines Bogens zu ermöglichen.

Wir stellten bei verschiedenen Drucken mit großer Sorgfalt Versuche an, konnten aber kein stabiles erstes Stadium finden. Bei einem Druck von 60 cm und bei sehr kurzem Bogen trat etwas ein, was wie ein außerordentlich instabiles erstes Stadium aussah, aber nicht mit Sicherheit hergestellt werden konnte.

Bei Drucken zwischen 10 cm und 30 cm fanden wir ein sehr instabiles Gebiet. Hier schwankte die Entladung zwischen der Glimmform und der Bogenform so schnell hin und her, daß es aussah, als seien beide Formen zugleich vorhanden.

Der kritische Punkt infolge von Verdampfung.

§ 10. Nachdem somit der Beweis erbracht worden war, daß der Unterschied zwischen dem ersten und dem zweiten Stadium des Eisenbogens nicht auf Oxydation zurückgeführt werden kann, drängte sich der Gedanke auf, daß wir vielleicht im ersten Stadium, selbst in freier Luft ohne künstliche Kühlung, eine Anode haben, welche sich unterhalb der Verdampfungstemperatur befindet. Die Beobachtung, daß das positive Kügelchen im zweiten Stadium in einem Zustande stärkerer Erregung zu sein scheint, sowie das glimmlichtartige Aussehen des Bogens in der Nähe der Anode im ersten Stadium scheinen diese Ansicht zu stützen. Das bedeutet natürlich, daß die Ladung im ersten Stadium an der Kathode den Charakter eines Bogens, an der Anode aber den einer Glimmentladung hat.

Eine solche Möglichkeit ist bereits vor

1) Ann. d. Phys. (4) 1, 700, 1900.

mehreren Jahren von Stark[1]) erwähnt worden, und etwas später haben Stark und Cassuto[2]) Beobachtungen an einem Bogen angestellt, bei welchem die Anode nicht einmal glühend war. Der Quecksilberlichtbogen mit Eisenelektrode gehört gleichfalls zu dieser Klasse von Erscheinungen. Die Sachlage war beim Eisenbogen weniger augenfällig, erstens wegen des glühenden Zustandes des Kügelchens im ersten Stadium und zweitens, weil irgendwelche Charakteristik der Glimmentladung bei gewöhnlichen Elektroden in freier Luft bei einer zugeführten Spannung von nur 110 Volt kaum vorauszusehen war.

§ 11. Es boten sich sogleich mehrere Methoden zur Prüfung dieser Hypothese dar. Die erste Methode bestand darin, auf Verdampfung hin in der Weise zu untersuchen, daß man den Gewichtsverlust des positiven Kügelchens in den beiden Stadien maß. Schon bei Beobachtung mit dem bloßen Auge war es klar, daß das positive Kügelchen im ersten Stadium etwas schneller wuchs als im zweiten.

Um das Anwachsen des Kügelchens infolge von Oxydation der Anode oder infolge etwa von der Kathode her herübertransportierter Materie zu vermeiden, brachten wir ein kleines Kügelchen von magnetischem Oxyd als Anode in eine Vertiefung im Ende einer Bogenlampenkohle, während eine andere Kohle als Kathode diente. Wir ließen den Bogen genügend lange brennen, daß das Kügelchen soviel Kohlenstoff wie möglich absorbierte, nahmen dann das Kügelchen heraus und wogen es. Dann beobachteten wir den Gewichtsverlust, nachdem der Bogen eine bestimmte Anzahl von Minuten im zweiten Stadium gebrannt hatte, und wiederholten darauf die Messung für das erste Stadium.

Die nachstehende Tabelle I enthält die Ergebnisse dieser Messungen.

Tabelle I.

Stadium	Stromstärke	Spannung	Bogenlänge	Wattzahl	Verlust in einer Minute
I	1,15	61	2 mm	70,1	0,82 mg
II	1,4	48	2 mm	67,2	5,75 mg

Trotzdem also im ersten Stadium mehr Energie verausgabt wird als im zweiten, ist doch der Gewichtsverlust des positiven Kügelchens im zweiten Stadium siebenmal so groß wie im ersten. Der Gewichtsverlust im zweiten Stadium rührt nach dieser Theorie von Verdampfung des Kügelchens her. Der Gewichtsverlust im ersten Stadium, soweit er sich nicht aus Beobachtungsfehlern erklären läßt, rührt teilweise vielleicht von einem Ionenbombardement her und teilweise von örtlicher Erwärmung durch den Bogen selbst.

Genau genommen hätte die betrachtete Energie die an der Oberfläche der Anode verausgabte sein müssen und nicht die für den ganzen Bogen gemessene. Indessen tritt die Spannungsänderung hauptsächlich an der Anode auf, und daraus folgt, daß das Verhältnis der Energien im ersten und zweiten Stadium, wenn man den wahren Anodenfall kennen und diesen mit dem Werte für die Stromstärke multiplizieren würde, noch größer werden würde als es in der Tabelle I angegeben ist. Infolgedessen würde der Beweis noch bündiger werden.

§ 12. Spektroskopischer Beweis. Der Bogen wurde zwischen einer Kathode aus Kohle und einer Anode aus Eisen gebildet, und ein Bild von ihm wurde auf den Spalt eines Spektroskops entworfen. Im ersten Stadium war das Eisenspektrum schwach sichtbar dank den Eisenspuren in der Kohle und wahrscheinlich einer kleinen Eisenmenge, die aus der Anode entbunden wurde, wie im vorigen Paragraphen angedeutet ist. In dem Augenblick, wo bei der Herabsetzung des äußeren Widerstandes der kritische Punkt erreicht wurde, blitzte das Eisenspektrum mit großer Helligkeit hervor. Dasselbe gilt für den Bogen zwischen einer Kathode aus Kohle und einer Anode aus Silber (vergl. § 24). Das zeigt, daß selbst wenn im ersten Stadium eine Verdampfung stattfindet, sie im Vergleich zu der im zweiten Stadium stattfindenden außerordentlich gering ist.

§ 13. Beweis aus der Temperatur des positiven Kügelchens. Wir stellten eine Reihe von Versuchen mit einem in das positive Kügelchen eingelassenen Thermoelement an. Ein Element, welches aus einem Platindraht von 0,13 mm Durchmesser und einem Draht von 0,25 mm Durchmesser aus Platin mit einem Zusatz von 10 Proz. Rhodium bestand, und welches von einem Arm gehalten wurde, der durch Feinbewegung eingestellt werden konnte, wurde in das Kügelchen hineingeschoben, nachdem sich der Bogen gebildet hatte. Das Thermoelement war an ein d'Arsonval-Galvanometer angeschlossen, und die Ablenkungen der Skala wurden verzeichnet, während die Stromstärke im Bogen allmählich anstieg. Nach der Verdampfungstheorie befindet sich im ersten Stadium das Kügelchen, vielleicht mit Ausnahme eines kleinen Gebietes unmittelbar unter dem Bogen, auf einer Temperatur unterhalb des Siedepunktes. Auf dem kritischen Punkte setzt plötzlich eine reichliche Verdampfung ein, und von nun an würde die Temperatur des Kügelchens praktisch konstant bleiben, wenn nicht Verluste durch Leitung

1) Die Elektrizität in Gasen, 1902, S. 154.
2) Stark und Cassuto, diese Zeitschr. 5, 264, 1904.

und Strahlung eintreten würden. Wegen dieser Verluste und wegen der Energieverminderung beim Durchgang durch den kritischen Punkt können Änderungen der mittleren Temperatur des Kügelchens nicht als sicheres Zeichen für seinen physikalischen Zustand in der Nachbarschaft des Bogens angesehen werden.

Es ergab sich indessen trotz der großen Energieabnahme zu Beginn des zweiten Stadiums, daß die Galvanometerausschläge nur wenig sanken. Sofern man annehmen darf, daß das Thermoelement die mittlere Temperatur des Kügelchens angibt, bedeutet dies, daß die Temperatur des Kügelchens nicht allein der verausgabten Energie proportional ist, sondern auch konstant zu werden strebt, wenn das zweite Stadium erreicht ist.

§ 14. Erwärmung des positiven Kügelchens. Jede Ursache, durch welche die Temperatur des positiven Kügelchens erhöht wird, muß dazu beitragen, daß der kritische Punkt bei einer kleineren Stromstärke erreicht wird. Wir haben gefunden, daß dies der Fall ist. Bei Anwendung dünner Elektroden, welche die Wärme immer weniger schnell ableiten, tritt der kritische Punkt bei einer etwas geringeren Stromstärke auf als bei Verwendung dicker Elektroden. Je kleiner ferner das positive Kügelchen ist, um so eher wird der kritische Punkt erreicht. Beispielsweise haben wir mit derselben Anode innerhalb einiger weniger Minuten für die kritische Stromstärke Werte von 1,1 bis zu 1,7 Ampere verzeichnet, je nach der Größe und der Krümmung des positiven Kügelchens.

Wir machten weiter den Versuch, die positive Elektrode, einen 3 mm dicken Eisendraht, mit Hilfe einer Gebläselampe zu erhitzen. Eine große Glimmerscheibe schloß sich genau anliegend um diesen Elektrodendraht, ungefähr 1 cm unterhalb des Bogens, um diesen gegen die unmittelbare Einwirkung der Flamme zu schützen. Wenn die positive Elektrode zur Rotglut erhitzt wurde, betrug die kritische Stromstärke 1,4 Ampere. Ohne Anwendung künstlicher Heizung war die kritische Stromstärke 1,7 Ampere. Das Kügelchen war in diesen beiden Fällen nahezu von derselben Größe, und wir ließen die Gebläselampen während des ganzen Versuches brennen, damit die Beschaffenheit des den Bogen umgebenden Gases konstant bleiben sollte.

Stark und Cassuto[1]) haben nachgewiesen, daß infolge einer Erwärmung der Anode das positive Gefälle ein wenig zunimmt, wahrscheinlich wegen vermehrter thermoelektromotorischer Kraft. Das würde infolge vermehrter Energieabgabe an der Anode gleichfalls ein Eintreten des kritischen Punktes bei geringerer Stromstärke herbeiführen.

Als wir versuchten, die Anode durch Einhüllen in Schnee zu kühlen, erhielten wir anomale Ergebnisse, und wir fanden, daß diese der Wirkung des Wasserdampfes zuzuschreiben waren. Wenn wir beispielsweise Dampf frei in den den Bogen umgebenden Kasten einströmen ließen, so trat der Sprung aus dem ersten Stadium in das zweite bei viel höherer Spannung und geringerer Stromstärke ein, als wenn die Luft nicht in dieser Weise mit Feuchtigkeit gesättigt war. Dieser Unterschied — der sich, was die Potentialdifferenz anlangt, auf ungefähr 10 Volt beläuft — ist zu groß, als daß er sich aus einer Änderung der Wärmeleitfähigkeit der Luft infolge der Anwesenheit von Feuchtigkeit erklären ließe. Wahrscheinlicher ist, daß der Wasserdampf, der, wie dies aus den Versuchen von Merritt und Stewart[1]) hervorgeht, im Bogen eine weitgehende Ionisierung erfährt, dem Bogen Charakteristiken aufzwingt, welche von den in gewöhnlicher Luft geltenden ganz verschieden sind.

II.

Beobachtungen an verschiedenen Metallen.

§ 15. Übergang von der Glimmentladung zum Bogen bei Eisen- und Platinelektroden. Wir haben bereits im § 9 der Glimmentladung zwischen Eisenelektroden in Stickstoff bei einer zugeführten EMK. von 475 Volt Erwähnung getan. Diese ist in freier Luft mit Elektroden aus Eisen, Kupfer und Platin beobachtet worden, jedoch nur dann, wenn die Elektroden von Oxydation nahezu frei waren. In jedem Falle wurde fast die ganze angelegte EMK. in dem Bogen aufgebraucht. Der Effekt konnte nur mit einem Bogen von weniger als 1,5 mm Länge erhalten werden. Der Raum zwischen den Elektroden sah vollkommen dunkel aus, aber die Entladung verblieb nur einige wenige Sekunden in diesem Zustande, weil die Kathode sehr schnell glühend wurde und infolgedessen die Glimmentladung in einen Bogen überging, begleitet von einem Spannungsabfall und einer Zunahme der Stromstärke.

Bei Anwendung von Eisenelektroden, an denen sich nur kleine Oxydteilchen befanden, brannte der Bogen bei kleinen Stromstärken unregelmäßig und sprang am positiven Ende wild von einem Teilchen zum andern, während sein negatives Ende auf ein Teilchen konzentriert war. Wenn das negative Ende infolge der Wanderung des Bogens sein winziges Oxyd-

1) Diese Zeitschr. 5, 264, 1904.

1) Merritt and Stewart, Phys. Rev. 7, 147, 1898.

kügelchen verließ, ging die Entladung augenblicklich in die Glimmform über. Sobald alsdann die ganze Kathode glühend geworden war, bildete sich der Bogen von neuem und konzentrierte sich, wie vordem, auf ein Oxydteilchen. Diese Erscheinung mag einfach darauf beruhen, daß die losen Teilchen eine höhere Temperatur haben als die Elektrode selbst, sie kann aber auch ein Anzeichen dafür sein, daß das Eisenoxyd, gleich dem Kalziumoxyd, leichter negative Teilchen aussendet als das Metall selbst. Wenn die Elektroden vollständig mit Oxyd besetzt sind, kann man keine Glimmentladung erhalten.[1]) Ein ähnlicher spontaner Übergang zwischen Glimmentladung und Bogen und umgekehrt wurde auch mit Elektroden aus Kupfer und aus Platin beobachtet.

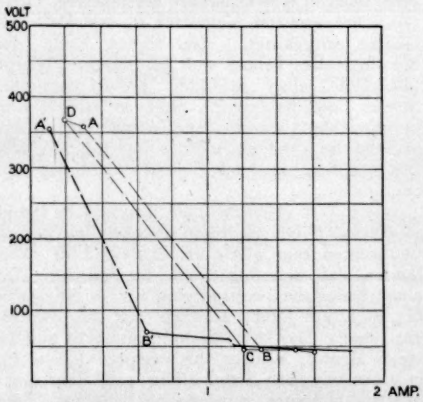


Fig. 3. Übergang von der Glimmentladung zum Bogen in freier Luft. Schwache Linien: Platin; starke Linien: Eisen.

§ 16. Figur 3 gibt die Grenzwerte der Stromstärke und Spannung für den Übergang von der Glimmentladung zum Bogen bei Platin- und bei Eisenelektroden wieder. Die Länge des Bogens beträgt ungefähr 1 mm. Für Platin bedeutet AB die Linie, längs welcher der Übergang in der Richtung der Glimmentladung zum Bogen vor sich geht. Die Stromstärke des Bogens kann dann so vermindert werden, daß der Übergang zur Glimmentladung zurück längs CD verläuft. Dieses Verhalten ist analog dem, welchem wir bei den im § 4 besprochenen „Parallelogrammen" begegnet sind, und ähnelt einer von Kaufmann[2]) gemachten Beobachtung. Ein derartiges Übergreifen wurde beim Eisen nicht beobachtet. Der Platinbogen ist sehr unregelmäßig, aber, soweit man es beurteilen kann, befindet er sich im zweiten Stadium.

Wenn die Glimmentladung zwischen Eisenelektroden längs $A'B'$ in einen Bogen übergeht, so befindet sich dieser im ersten Stadium. Eine weitere Abnahme des äußeren Widerstandes hat weiterhin den Übergang in das zweite Stadium zur Folge, wie dies in Figur 3 veranschaulicht wird. Punkte, welche sich auf Beobachtungen gründen, die während dieses Versuches gemacht wurden, sind durch kleine Kreise angegeben. Die Linien, welche das erste und das zweite Stadium des Eisenbogens in Luft darstellen, sind auf andere Daten gegründet.

Die enge Übereinstimmung zwischen der Kurve für den Platinbogen und der für das zweite Stadium des Eisenbogens ist bemerkenswert. Es sieht aus, als wenn der höhere Siedepunkt des Platins der Glimmentladung gestattete, bestehen zu bleiben, bis die Stromstärke größer ist, als dies bei Eisenelektroden möglich ist, so daß, wenn der Übergang zum Bogen eintrat, die Anfangsstromstärke, wie sie durch die Neigung der Linie AB bestimmt ist, zu groß war, als daß das erste Stadium bestehen könnte. Mit anderen Worten: Kathode und Anode beginnen im selben Augenblick sich zu verflüchtigen. Es ist wahrscheinlich, daß wir das erste Stadium beim Platinbogen hätten unterhalten können, wenn wir die Möglichkeit gehabt hätten, eine höhere EMK. anzulegen. Mit dem Bogen zwischen Platinelektroden konnten wir hinsichtlich der Erreichung des ersten Stadiums auch bei vermindertem Gasdruck keine besseren Erfolge erzielen.

Nachdem sich die Platinelektroden abgekühlt hatten, zeigte eine Untersuchung unter dem Mikroskop auf ihren Oberflächen ein System von Furchen oder Streifen, einigermaßen ähnlich den von Arons[1]) erwähnten. Eine ähnliche Struktur von anscheinend kristallinischer Natur kann man zuweilen an der Oberfläche der Eisenkügelchen sehen. Der Platindraht, welcher als Kathode gedient hatte, sah nach der Abkühlung an der Spitze vollkommen hell aus, hingegen zeigte die Platinanode eine Verfärbung, und zwar anscheinend dieselbe, welche de la Rive[2]) als ein Zeichen der Oxydation angesehen hat.

§ 17. Magnetit-Kupfer. Wir benutzten die beiden zu einer Magnetitlampe gehörenden Elektroden. Wenn die Magnetitelektrode positiv war, beobachteten wir den kritischen Punkt gerade so wie beim Eisenbogen. Die Größe der Elektroden machte die Beobach-

1) Stark (s. diese Zeitschr. **5**, 81, 1904) fand, daß die Glimmentladung nicht in einen Bogen überging, wenn die Elektroden rein waren.
2) Ann. d. Phys. (4) **2**, 158, 1900.

1) Ann. d. Phys. (4) **1**, 705, 1900.
2) Pogg. Ann. **76**, 270, 1849.

tungen bei kleinen Stromstärken sehr unregelmäßig.

§ 18. Kupfer. Nach einigen Schwierigkeiten fanden wir den kritischen Punkt in freier Luft. Zum Vergleich mit Eisen haben wir die Beobachtungen in Figur 5 aufgezeichnet. Wir stellten die Versuche mit einer Klemmenspannung von 475 Volt, einer Bogenlänge von 4 mm und einem Elektrodendurchmesser von 6 mm an. In der Figur 5 ist nur das „Parallelogramm" *mnop* angegeben, welches dem Parallelogramm *ABCD* für den Eisenbogen entspricht; *pm* ist also ein Teil der charakteristischen Kurve im ersten, *no* im zweiten Stadium. Die Ursache des Parallelogrammes beim Kupfer und beim Eisen werden wir im § 30 auseinandersetzen. Die Veränderung im Aussehen des Kupferbogens zwischen dem ersten und dem zweiten Stadium in Luft ist in ihren allgemeinen Zügen ähnlich der beim Eisen auftretenden, wenn auch weniger stark ausgesprochen.

Der Bogen tritt zwischen geschmolzenen Kupferoxydkügelchen auf, welche beim Erkalten beträchtlich zusammenschrumpfen. Im Innern dieser Kügelchen finden sich zuweilen Hohlräume, die vermutlich von derselben Natur sind wie die beim Eisenbogen in den Oxydkügelchen gefundenen.

§ 19. Aluminium und Zink. Die einzigen Beobachtungen mit diesen Metallen führten wir in freier Luft aus. Durch die Bildung von Oxyden wurden die Bogen so unstet, daß wir keine genauen Beobachtungen machen konnten. Zwischen weiten Grenzen der Stromstärke vermochten wir kein Anzeichen für irgend etwas anderes als das zweite Stadium zu finden.

§ 20. Quecksilber, Kadmium und Zinn. Es wurden Bögen in Luft zwischen diesen Metallen als Anoden und Kupfer als Kathode erzeugt. Die Entladung war sehr unstet, und wir fanden keine sichere Andeutung des ersten Stadiums. Das ist wegen der niedrigen Siedepunkte dieser Metalle nicht überraschend.

§ 21. Wismut. Wir brachten ein Stück Wismut als Anode in einen Halter aus Messing unter Verwendung einer Kathode aus Kohle. Es bildete sich viel Oxyd, welches indessen in der Nachbarschaft des Bogens reduziert wurde. Der Bogen brannte normal im zweiten Stadium, aber in dem Maße wie die Stromstärke herabgemindert wurde, verschwand der helle Fleck auf der Anode und es schien, als hätte das erste Stadium eingesetzt. Leider war es nicht möglich, den Bogen in diesem Stadium ruhig brennend zu erhalten, und wegen der Unregelmäßigkeit der Entladung konnten keine Ablesungen gemacht werden.

§ 22. Blei. In freier Luft ließen sich beim Blei ungefähr ebenso viele Zeichen des ersten Stadiums finden wie beim Wismut.

Zur Beseitigung der Oxydation wurde ein Apparat gebaut, mit dem wir mit Anoden aus verschiedenen Metallen Bögen in Stickstoff erzeugen konnten. Dieser Apparat bestand aus einem glockenförmigen Behälter von ungefähr 27 cm Höhe bei 12 cm Weite, welcher auf eine Platte aus Messing aufgekittet war. Die als Anode dienende Substanz wurde in Gestalt eines kleinen Kügelchens in eine Aussparung im oberen Ende eines massiven Messingklotzes gelegt, damit die Wärme so schnell wie möglich fortgeleitet werden konnte. Die obere (negative) Elektrode bestand aus einer Kohle von 8 mm Durchmesser, welche von einem kleinen Messingstab gehalten wurde, der seinerseits oben in eine Glasröhre hineinführte. Diese Glasröhre war mit Siegellack in den Hals der Glocke eingekittet. Am oberen Ende des Messingstabes befand sich ein eiserner Knopf. Mit Hilfe eines kräftigen Elektromagneten, dessen Pole beiderseits nahe an die Röhre heranreichten, wurde das Gewicht der Kohle in Schwebe gehalten, und es war die Möglichkeit gegeben, sie nach Belieben zu heben und zu senken.

§ 23. Wir glaubten, daß der kritische Punkt in Stickstoff bei niedrigen Drucken leichter zu beobachten sein würde als in freier Luft. Wir fanden, daß dies tatsächlich der Fall war. Mit einer Bleianode beobachteten wir in Stickstoff bis zu 12 cm Druck aufwärts nur die Glimmentladung. Das kathodische Glimmlicht bildete einen Mantel, welcher die negative Elektrode in einer von der Stromstärke und dem Gasdruck abhängigen Ausdehnung bedeckte. Der dunkle Raum erstreckte sich von hier aus bis

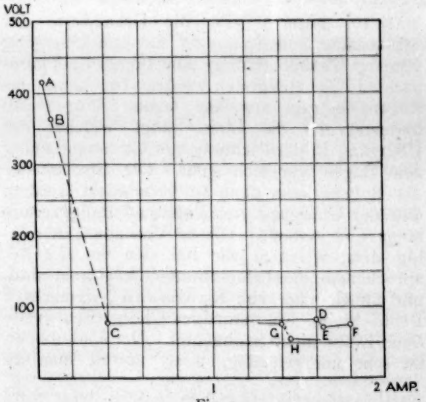


Fig. 4.

Punkte *A* bis *F*: Glimmentladung und Bogen für Silber.
Punkte *G* und *H*: Bogen für Blei.

zur positiven Säule, welche nur einen dünnen Überzug auf der Oberfläche der Anode bildete.

Bei 30 cm Druck war der Übergang aus dem zweiten zum ersten Stadium leicht zu beobachten. Er ist in Fig. 4 durch G und H wiedergegeben. Links von G ist der Bogen stabil im ersten Stadium, rechts von H im zweiten.

Bei 55 cm Druck und darüber konnten wir nur das zweite Stadium aufrecht erhalten.

Im zweiten Stadium findet man ein mattes diffuses positives Glimmlicht auf der Anode, und der Bogen ist sehr dunkel mit Ausnahme der unmittelbaren Nähe der Kathode. Im zweiten Stadium erscheint der gewohnte helle Fleck an der Anode, und der ganze Bogen wird leuchtend.

§ 24. Silber. In freier Luft und bei Anwendung einer Kathode aus Kohle schmolz die Silberanode stets, obschon keine störende Oxydation vorlag. Wir konnten nur das zweite Stadium beobachten.

Wir begannen mit Beobachtungen in Stickstoff bei einem Druck von ungefähr einem Millimeter unter Benutzung des in § 22 beschriebenen Apparates. Wir legten eine EMK. von 460 Volt an. Die hauptsächlichen Beobachtungen sind in Fig. 4 wiedergegeben. A und B gehören der Glimmentladung an, C und D dem ersten Stadium des Bogens, E und F dem zweiten. Die Länge des Bogens betrug 3 mm, nur beim Punkte F war sie etwas größer. Der Übergang von B nach C erfolgte spontan, wenn der Druck bis auf 4,5 cm angewachsen war, und der Übergang von D nach E, wenn er bis auf 31 cm gestiegen war. Die Linien AB, CD und EF würden sich ergeben, wenn man den äußeren Widerstand allmählich vermindern und gleichzeitig den Gasdruck erhöhen würde.

Das Aussehen der Umgebung der Anode war in beiden Stadien des Bogens ähnlich dem beim Blei beobachteten, indessen zeigte sich eine entschiedene Neigung zur Schichtenbildung.

Es kann kaum ein Zweifel darüber bestehen, daß die meisten Metalle ähnliche Kurven ergeben würden wie die in Fig. 4 dargestellten. Mit anderen Worten: zwischen einer Kohlekathode und einer Metallanode sind drei voneinander verschiedene Formen der Entladung möglich, und für jede von diesen muß eine besondere charakteristische Kurve gezeichnet werden. Diese Formen sind: die Glimmentladung, der Bogen mit einer Anode, die sich nicht verflüchtigt, und der Bogen mit einer Anode, die Dampf abgibt. Mit Elektroden aus Eisen oder Kupfer kann man alle drei Stadien in freier Luft sehen, wenn man einfach den äußeren Widerstand herabsetzt (siehe Fig. 3).

§ 25. Der geschichtete Bogen. Wenn der Gasdruck des Stickstoffs ungefähr 6 cm betrug, zeigte der Bogen mit nicht verdampfender Silberanode (erstes Stadium) mehrere äußerst scharf getrennte Schichtungen, zuweilen bis zu sechs oder sieben. Diese traten bei einer Bogenlänge von 10 bis 15 mm und bei einer Stromstärke von 0,3 bis 1,5 Ampere auf. Die Entladung begann an einem weißglühenden Fleck auf der Kohlekathode, von welcher eine leuchtende Säule sich 2 oder 3 mm weit erstreckte. An diesem Punkte begannen die bläulichen Schichtungen, die deutlicher wurden und näher aneinander rückten, je näher man an die Anode kommt.

Die geschichteten Entladungen, welche Gassiot[1]), de la Rue und Müller[2]) und Child[3]) erwähnen, waren zweifellos Äußerungen derselben Erscheinung. Aus einigen der schönen Photographien, welche de la Rue und Müller veröffentlicht haben, geht klar hervor, daß sie es mit einer Bogenentladung zu tun hatten, bei welcher die Anode nicht bis zum Sieden erhitzt war. Sie geben nämlich der Ansicht Ausdruck, daß der Bogen als eine modifizierte geschichtete Entladung angesehen werden könne. Das gilt, wie wir jetzt gesehen haben, streng nur für den Bogen im ersten Stadium.

Die geringe Größe der Schichten würde die experimentelle Bestimmung der Potentialverteilung zwischen den Elektroden sehr schwierig gestalten. Man kann einen Näherungswert für das Potentialgefälle in jeder Schicht schätzungsweise erhalten, wenn man annimmt, daß der Kathodenfall ungefähr 10 Volt beträgt, und daß der Anodenfall, nach den Beobachtungen von Skinner[4]) zu schließen, von der Größenordnung 30 Volt ist. In einem typischen Falle, wo 164 Volt an den Enden des Bogens liegen, die Stromstärke 0,42 Ampere und die Länge 15 mm beträgt, und wo sechs Schichten vorhanden sind, ergibt eine einfache Rechnung ungefähr 20 Volt für das mittlere Potentialgefälle, welches zur Ionisation in jeder Schicht erforderlich ist. Das ist weniger als das Gefälle für jede Schicht, welches man gewöhnlich bei der Glimmentladung findet, und kann vermutlich aus der hohen Temperatur des Gases erklärt werden.

§ 26. Kohle. Wie wir gesehen haben, lassen sich für die Entladung zwischen Metallen drei charakteristische Kurven zeichnen. Bei Kohleelektroden besteht noch ein weiteres Stadium, nämlich der zischende Bogen, bei welchem durch die Oxydation der Anode eine weitere Abnahme der Spannung hervorgerufen wird.

1) Pogg. Ann. **119**, 133, 1863.
2) Phil. Trans. **171**, 65, 1879.
3) Phys. Rev. **20**, 364, 1905.
4) Wied. Ann. **68**, 752, 1899.

Es ist uns durch passende Änderung der Stromstärke und des umgebenden Gases gelungen, alle vier Arten der Entladung zwischen Kohleelektroden zu erhalten. Wir begannen den Versuch in Stickstoff mit einer Klemmenspannung von 460 Volt. Unter gewissen Verhältnissen waren sowohl in der Glimmentladung als auch im Bogen im ersten Stadium Schichtungen zu sehen. Wir steigerten nun die Stromstärke, bis das zweite Stadium eingetreten war, dann ersetzten wir langsam den Stickstoff durch Luft und erhöhten dann die Stromstärke weiter bis zum Zischpunkt. Wegen der Erwärmung der Glocke mußten die Beobachtungen schnell ausgeführt werden, und wir konnten daher keine systematischen Ablesungen machen. Der Übergang vom ersten Stadium zum zweiten war nicht deutlich ausgeprägt, denn die Verflüchtigung der Kohlenanode schien mit wachsender Stromstärke allmählich einzusetzen. Child[1]) erwähnt diese Entladungsformen, bezeichnet sie aber einfach nur als „Bogen". Er verzeichnete auch noch eine weitere Modifikation bei Verwendung von Dochtkohlen.

§ 27. Theorie der Spannungsänderung im kritischen Punkt. Unter den Faktoren, welche das Anodengefälle beeinflussen, können erwähnt werden: 1. das Material und die Temperatur der Anode; 2. die Natur, der Ionisationsgrad und die Temperatur des Gases in der Nachbarschaft der Anode; 3. von der Kathode kommendes ultraviolettes Licht.

Beim Übergang vom ersten zum zweiten Stadium werden diese Faktoren folgendermaßen beeinflußt:

1. Die Temperaturänderung der Anode kann vernachlässigt werden, denn nach der aufgestellten Theorie wird der kritische Punkt dadurch charakterisiert, daß das Anodenmaterial auf einen Siedepunkt gelangt.

2. Im ersten Stadium ist das Gas an der Anode hauptsächlich das des umgebenden Raumes, mit etwas Dampf von der Kathode versetzt. Im zweiten Stadium geht der Strom hauptsächlich durch Dampf, welcher von der Anode geliefert wird. Die Zusammenziehung des Bogens an der Anode im zweiten Stadium ist ein Zeichen dafür, daß die Temperatur dieses Dampfes sich beträchtlich über die des Gases im ersten Stadium erhebt.

3. Da der Übergang die Kathode nicht beeinflußt, so wird das ultraviolette Licht nicht verändert, es sei denn, daß es durch den Dampf teilweise absorbiert wird, bevor es die Anode erreicht. Andererseits kann dieser Verlust durch von der Anode selbst ausgehendes ultraviolettes Licht ausgeglichen werden.

1) Phys. Rev. **20**, 373, 1905.

Es ist wahrscheinlich, daß an der Anode im ersten Stadium eine thermoelektromotorische Kraft vorhanden ist in einer Richtung entgegengesetzt der des Stromes, und zwar infolge der hohen Temperatur der Anode, und — bei einer Anode aus Eisen oder Kupfer in freier Luft — vielleicht auch infolge des Umstandes, daß die Metalloxyde verhältnismäßig leicht negative Ionen aussenden. Wenn die Verdampfung der Anode anfängt, so wirken die erhöhte Temperatur und Dichte des mit der Anode in Berührung befindlichen Dampfes und der Umstand, daß dieser Dampf von gleichem Stoff ist wie die Anode, dahin zusammen, daß diese thermoelektrische Kraft kleiner und infolgedessen der Anodenfall geringer wird.[1])

Einer Messung der elektromotorischen Gegenkraft an der Anode nach der von Duddell beim Kohlebogen angewendeten Methode[2]), der einzigen Methode, die bisher imstande gewesen ist, zuverlässige Ergebnisse zu liefern, würden sich große experimentelle Schwierigkeiten in den Weg stellen. Unseres Erachtens ist es höchstwahrscheinlich, daß die beobachtete Spannungsabnahme im kritischen Punkt zum Teil von dieser Änderung der thermoelektromotorischen Kraft herrührt, zum Teil von der gesteigerten Leitfähigkeit des Dampfes im Bogen. Falls der Nachweis erbracht werden würde, daß die Anode bei der in Frage kommenden Temperatur nicht negative, sondern positive Ionen aussendet[3]), so würde eine Abänderung der Theorie erforderlich werden.

§ 28. Wir untersuchten den Ionisationszustand in der Nachbarschaft des Eisenbogens nach der Methode von Child.[4]) Wir konnten keinen merklichen Überschuß der positiven Ionisation über die negative entdecken, weder im ersten noch im zweiten Stadium. Im Zusammenhang hiermit würde eine Messung des Betrages der Emission geladener Teilchen aus Eisenoxyd bei verschiedenen Temperaturen von Interesse sein.

Was den absoluten Wert des Anodenfalles im ersten Stadium angeht, so kann man nicht annehmen, daß er derselbe ist wie bei der Glimmentladung, und zwar wegen der Verschiedenheiten in bezug auf Temperatur, Stromstärke und Zusammensetzung des Gases in der Nachbarschaft der Anode, sowie auch wegen der Anwesenheit des von der Kathode ausgehenden

1) Vergl. Stark, Retschinsky und Schaposchnikoff, Ann. d. Phys. (4) **18**, 213, 1905.

2) Electrician, S. 918, 1901.

3) Vergl. Polak, Elektrot. Zeitschr. **24**, 599, 1907; Gehrcke und Reichenheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 76, 1907.

4) Phys. Rev. **12**, 137, 1901.

ultravioletten Lichtes. Beobachtungen, welche mittels einer Platinsonde in einem Bogen mit Silberanode angestellt wurden, wiesen darauf hin, daß der Anodenfall im ersten Stadium des Bogens geringer ist als bei der Glimmentladung. Dies war angesichts der Beobachtungen von Skinner über die den Anodenfall bestimmenden Bedingungen[1]) zu erwarten. Bei unseren Versuchen war es uns nicht möglich, Ablesungen für die Spannung zu erhalten, die mehr als relativen Wert beanspruchen könnten.

§ 29. Schmelzpunkt und Wärmeleitfähigkeit. Granqvist und andere Forscher haben großen Nachdruck auf die Rolle gelegt, welche die Wärmeleitfähigkeit und der Schmelzpunkt der Elektroden im Mechanismus des elektrischen Bogens spielen. Es ist von Interesse, den Zusammenhang zwischen diesen Größen und dem Auftreten des kritischen Punktes zu untersuchen. Für Vergleichszwecke würden die Siedepunkte der als Anode verwendeten Substanzen von noch größerer Bedeutung sein als die Schmelzpunkte, doch besitzen wir über diesen Gegenstand praktisch keine Angaben.

Die einzigen Metalle, welche den kritischen Punkt in freier Luft gut zeigten, waren Eisen und Kupfer. Von diesen beiden hat Kupfer den niedrigeren Schmelzpunkt und die bessere Wärmeleitfähigkeit. Die Wärmeleitfähigkeit des Metalls spielt indessen hier nicht die maßgebende Rolle, denn beim Eisen macht es nur wenig Unterschied für den Eintritt des kritischen Punktes, ob das Kügelchen an einem Eisendraht gebildet wird, oder ob es in einem schlecht leitenden Kohlehalter gehalten wird. Das rührt vielleicht zum Teil von der geringen Wärmeleitfähigkeit des Kügelchens selbst her, zum Teil von seinem einigermaßen losen Zusammenhang mit dem hinter ihm befindlichen Metall.

Durch Versuche mit einem Lötrohr haben wir gefunden, daß Kupferoxyd bei tieferer Temperatur schmilzt als magnetisches Eisenoxyd. In Übereinstimmung hiermit tritt der kritische Punkt für Kupfer bei kleinerer Stromstärke und geringerem Energieverbrauch auf als der für Eisen.

Für andere Metalle sind die verfügbaren Angaben zu spärlich, um eine Vergleichung zwischen ihnen zu ermöglichen, mit Ausnahme von Kohle, Silber und Blei. Mit jedem dieser Stoffe als Anode stellten wir Versuche an; die Kathode bestand dabei in allen Fällen aus Kohle. Von den aufgezeichneten Beobachtungen eignen sich die nachstehend in Tabelle II mitgeteilten zum Vergleich zwischen Kohle und Silber, sowie zwischen Blei und Silber.

In Tabelle II sind Spannung und Stromstärke die im ersten Stadium, unmittelbar vor dem kritischen Punkte, herrschenden. Die letzte Spalte gibt die Gesamtzahl der in dem Bogen verausgabten Watt an. Die Anode hatte annähernd in jedem einzelnen Falle dieselbe Größe und Gestalt und wurde stets in derselben Weise in dem im § 22 beschriebenen Apparate gehalten. Bei jedem Beobachtungspaar ist der Gasdruck nahezu derselbe. Beim Silber enthielt die Glocke Luft, bei Blei und Kohlenstoff aber Stickstoff. Das Silber oxydierte indessen nicht merklich, und wenn nicht etwa durch den Sauerstoff mittels katalytischer Wirkung die elektrischen Verhältnisse verändert wurden, so bleibt der Vergleich gültig.

Vergleichen wir Silber mit Kohle sowie mit Blei, so ist der Energieverbrauch für die Substanz mit der geringeren Leitfähigkeit kleiner. Blei schmilzt auch bei tieferer Temperatur als Silber. Die Konstanten, welche hier von erster Bedeutung sind, sind naturgemäß die Siedepunkte des Silbers und des Bleies. Die verhältnismäßig geringe Stromstärke, bei welcher im Falle der Kohle der kritische Punkt trotz des hohen Siedepunktes eintritt, kann nur durch seine geringe Leitfähigkeit und mit Hilfe der Annahme erklärt werden, daß die Natur der Anodenoberfläche hinsichtlich Rauheit und Gegenwart von Verunreinigungen eine sehr große Rolle spielt. Man kann vom Bogen im allgemeinen sagen, daß viel zu wenig glaubwürdige Angaben gesammelt sind, als daß man umfassende Schlüsse über den Einfluß der physikalischen Eigenschaften der Elektroden ziehen könnte.

III.

Die Charakteristiken des Eisenbogens.

§ 30. In Figur 5 ist ein System von Kurven dargestellt, welche den Zusammenhang zwischen Stromstärke und Spannung des Bogens bei

1) Wied. Ann. **68**, 752, 1899.

Tabelle II.

Anodenmaterial	Masse der Anode	Gasdruck	Länge des Bogens	Spannung	Stromstärke	Wattverbrauch
C	1,3 gr	18 cm	7 mm	214 Volt	0,35 Amp.	75 Watt
Ag	3,0 gr	21 cm	5 mm	100 Volt	1,4 Amp.	140 Watt
Pb	4,8 gr	30 cm	8 mm	75 Volt	1,4 Amp.	105 Watt
Ag	3,0 gr	31 cm	3 mm (?)	82 Volt	1,6 Amp.	131 Watt

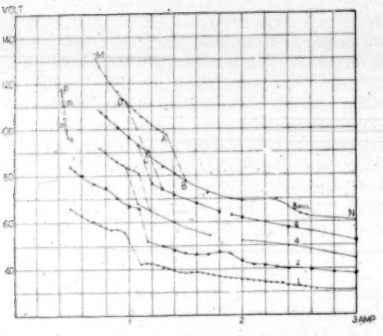


Fig 5. Charakteristiken des Eisenbogens.

verschiedenen Bogenlängen wiedergeben. Die angelegte EMK. betrug 240 Volt, der Elektrodendurchmesser 4 mm. Der Deutlichkeit halber sind die beobachteten Werte für die Bogenlängen 1,4 und 8 mm durch Punkte, die für die Längen 2 und 6 mm durch Kreuze bezeichnet.

Auf die Bedeutung der Linien AB und CD sind wir bereits in § 4 eingegangen. Wir haben daselbst auf das Übereinandergreifen der Kurven in den beiden Stadien hingewiesen. Die Ursache für dieses Übereinandergreifen ist jetzt leicht verständlich. Beginnt man beim Punkt B, so erfolgt bei Abnahme der Stromstärke der Übergang zum ersten Stadium zurück nicht sogleich längs der Linie BA, weil der Bogen im zweiten Stadium an der Anode stark zusammengezogen ist, so daß die hohe Temperatur der positiven Basis des Bogens aufrecht erhalten wird, bis ein durch C dargestellter kleinerer Wert der Stromstärke erreicht worden ist. Hier ist die Energieabgabe an der Anode so klein, daß eine Verdampfung nicht länger möglich ist, und es tritt das erste Stadium ein. Aus einem analogen Grunde erfolgt der Übergang aus dem ersten in das zweite Stadium längs AB, und nicht längs DC.

Man wird bemerken, daß der Übergang AB für lange Bögen bei größerer Stromstärke vor sich geht als für kurze, und daß die Spannungsänderung gleichfalls für lange Bögen größer ist. Die wahrscheinliche Erklärung hierfür ist die, daß bei einem langen Bogen im ersten Stadium die Anode verhältnismäßig kalt ist, so daß die Stromstärke weiter steigen muß, ehe die Verdampfung einsetzt. Wenn die Verdampfung mit der Stromstärke zunimmt, so muß die Änderung der Stromstärke, und infolgedessen auch die Spannungsänderung, um so größer sein, je länger der Bogen ist. Dieser Sachverhalt ist dem beim Zischpunkt des Kohlebogens beobachteten entgegengesetzt.[1])

Brennt der Bogen, während die Elektroden fast miteinander in Berührung sind, so kann man das erste Stadium nicht beobachten, weil die Anode infolge ihrer großen Nähe zur Kathode auf hoher Temperatur gehalten wird.

In den Kurven für 2 und 8 mm Bogenlänge sind die Maxima, welche dem „rotierenden Stadium" des Bogens entsprechen, deutlich erkennbar (siehe § 33). Der Bogen war bei 4 und 6 mm Länge in diesem Stadium so unbeständig, daß keine Ablesungen gemacht werden konnten. Die Maxima rühren vermutlich von erhöhter Spannung infolge einer Beugung oder Verlängerung des Bogens her.

§ 31. Bis auf die Gegenwart ist noch kein befriedigender mathematischer Ausdruck für den Mechanismus des Bogens zwischen Metallen aufgestellt worden. Steinmetz[2]) hat eine Formel für die Potentialdifferenz an den Enden des Eisenbogens als Funktion der Stromstärke und der Bogenlänge abgeleitet, und seine Formel steht in dem untersuchten Gebiete in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Diese Formel bietet indessen der Kritik insofern Angriffspunkte, als sie das Potentialgefälle an der Anode nicht berücksichtigt und voraussetzt, daß die Temperatur überall im Bogen die Siedetemperatur der Elektroden ist.

§ 32. Was die Kurven in Figur 5 angeht, so ist ihr Bereich durch die verhältnismäßig niedrige Spannung der Stromquelle begrenzt. Das Vorhandensein des kritischen Punktes und die von der Rotation des Bogens herrührenden Unregelmäßigkeiten tragen gleichfalls dazu bei, die Kurven für die Analyse wertlos zu machen. Wir haben Beobachtungsreihen ausgeführt, welche einiges Licht auf die wahrscheinliche Form der für den Eisenbogen geltenden Gleichung werfen, indessen ziehen wir es vor, unsere Ergebnisse erst dann zu veröffentlichen, wenn wir vollständigere Angaben erhalten haben werden.

IV.

Elektrische Schwingungen im Metallbogen.

§ 33. Rotation im Eisenbogen. In der ersten unserer bereits angeführten vorläufigen Mitteilungen haben wir eines Effektes Erwähnung getan, den wir am Eisenbogen in freier Luft bemerkt haben. Nachdem die Stromstärke im zweiten Stadium auf etwas unterhalb zwei Ampere gesteigert worden ist, beginnt das positive Ende des Bogens zu rotieren, so daß auf der Anode ein Ring anstatt

1) Mrs. Ayrton, The Electric Arc, S. 288.
2) a. a. O.

eines Fleckes erscheint. Diese Erscheinung ist von einem hohen pfeifenden Tone begleitet, welcher bei noch weiterer Steigerung der Stromstärke zu einem Rauschen und danach wiederum in ein stetiges kräftiges Zischen übergeht; unterdessen verschwindet der Ring und die Rotation hört anscheinend auf. Während der Rotation ist der Bogen in heftiger Bewegung und schwankt von einer Seite zur anderen, teilt sich auch zuweilen in mehrere Bögen. Anfänglich zeigt der Bogen ein eigentümliches Bestreben, wieder in das erste Stadium überzuspringen, so daß das Zischen für einen Augenblick aufhört, die Stromstärke steil abfällt und die EMK. um mehrere Volt steigt.

Wenn man unmittelbar nach einem dieser Übergänge anfängt, den äußeren Widerstand zu erhöhen, so kann man zuweilen das erste Stadium eine kurze Zeitlang aufrecht erhalten, selbst wenn die Stromstärke weit größer ist als die, bei welcher der kritische Punkt normalerweise eintritt. Der Grund hierfür ist offenbar der, daß die Anode so weit abgekühlt wird, daß die Verdampfung aufhört. Man findet oftmals ein Maximum der Charakteristik in der Nachbarschaft dieses Stadiums (vergl. Figur 5).

Der erwähnte Effekt erinnert an die Beobachtung von Trotter über Rotation beim Kohlebogen zu Beginn des Zischens. Die Ursachen können aber kaum die gleichen sein. Wahrscheinlicher erscheint es, daß hier ein Fall von elektromagnetischer Rotation vorliegt. Wir haben bislang noch keine Gelegenheit gefunden, diese Erscheinung näher zu untersuchen, indessen beabsichtigen wir, solches mit Hilfe eines Oszillographen zu tun. Daß hier ausgesprochene Oszillationen der Stromstärke auftreten, ergab sich aus dem Umstande, daß, wenn der Stromkreis die Primärspule eines Induktoriums enthielt, dessen Sekundärspule mit einem Quadrantenelektrometer verbunden war, daß dann ein großer Ausschlag erfolgte.

§. 34. Untersuchungen über die Kontinuität der Entladung. Die folgenden Versuche wurden in der Absicht angestellt, die Behauptung Lechers[1]) zu prüfen, welche allgemein Annahme gefunden hat, und nach welcher der Bogen zwischen Elektroden aus Silber, Kupfer, oder aus Kohle im ruhigen Stadium vollkommen kontinuierlich ist, während der Bogen zwischen Elektroden aus Eisen, Platin, oder aus Kohle im zischenden Stadium diskontinuierlich oder intermittierend ist.

Die Natur der Schwankungen des Bogens zwischen Kohleelektroden ist von Duddell untersucht worden. Duddell fand, daß der Bogen im zischenden Stadium nicht intermittierend ist, indessen unregelmäßigen Schwankungen unterworfen ist.

Lechers Methode bestand darin, einen Kondensator in Reihe mit einem ausgespannten Messingdraht zum Bogen parallel zu schalten. Änderungen in der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden des Bogens erregen Schwingungen im Kondensatorkreise, erwärmen dadurch den Draht und veranlassen ihn, sich auszudehnen. Neuere Untersuchungen über den „singenden" Lichtbogen zwischen Metallelektroden weisen nun auf die Möglichkeit hin, daß in einem Stromkreise wie der beschriebene trotz seiner kleinen Selbstinduktion Schwingungen erregt werden können, selbst wenn der Bogen an sich nicht diskontinuierlich ist. Wir beschlossen, diesen Punkt zu untersuchen und gleichzeitig die Schwingungen in der Nachbarschaft des kritischen Punktes zu studieren.

§ 35. Zur Messung der Intensität der Schwingungen benutzten wir ein Bolometer ähnlich dem „Barretter" von Fessenden. Dieses war nämlich leichter zu konstruieren und empfindlicher als der Lechersche Hitzdraht. Ein Platindraht von ungefähr 4 cm Länge und einem Durchmesser von 0,024 mm mit einem Widerstand von ungefähr 12 Ohm wurde in Reihe mit einem Glimmerkondensator von $^1/_3$ Mikrofarad Kapazität in Nebenschluß zum Bogen geschaltet. Neuere Versuche von Austin[1]) lenken die Aufmerksamkeit darauf, daß es wichtig ist, einen kleinen Widerstand mit dem Kondensator in Reihe geschaltet zu haben. Nichtsdestoweniger hinderte der Widerstand unseres Bolometers nicht die Erzeugung einer meßbaren Oszillation, wie man sehen wird. Der Platindraht wurde als ein Arm einer Wheatstonebrücke geschaltet.

Zu Beginn des Versuches wurde der Bogen erregt und die Brücke mit geschlossenem Batteriestrom abgeglichen, während der Kondensatorkreis offen blieb. Wenn der Stromschlüssel des Kondensatorkreises geschlossen wurde, so nehmen wir die sich ergebende Ablenkung im Galvanometer als Maß für die Intensität der Schwingungen. Den Strom für den Bogen lieferte das 240 Volt-Netz.

Bei einem Vorversuch verwendeten wir Kohleelektroden. Wir konnten keine Ablenkung beobachten, wenn der Bogen ruhig war, aber der Lichtzeiger ging mit Heftigkeit aus der Skala heraus, wenn der Bogen zischte. Im ruhigen Stadium des Kohlebogens sind keine Schwingungen zu erwarten wegen der geringen Selbstinduktion und des großen Widerstandes des Nebenschlusses.

§ 36. Demnächst verwandten wir Eisenelektroden. Die Selbstinduktion unseres Neben-

1) Wied. Ann. **33**, 609, 1888.

1) Bull. Bur. Stand. **3**, 325, 1907.

schlusses kann nicht wesentlich größer gewesen sein als der Lechersche. Dennoch haben wir gefunden, daß es möglich war, den Eisenbogen selbst im ersten Stadium zu hörbarem „Singen" zu bringen, wenn die Stromstärke ein wenig unter einem Ampere lag. Der Ton war ein hohes Quietschen oder Pfeifen. Einschaltung einer Selbstinduktion von 0,00004 Henry brachte eine Erniedrigung der Tonhöhe hervor, wenn auch weniger bedeutend, als zu erwarten war. Dies ist ein Beweis dafür, daß unter diesen Umständen die einfache Formel für die Periode

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

nicht gilt.

Wenn der Bogen sang, wurde das Bolometer so stark erwärmt, daß der Lichtzeiger aus der Skala herausgeworfen wurde. Dabei nahm die Stromstärke zu, während die Spannung um mehrere Volt abfiel, wie Austin [1]) beobachtet hat.

Gleichviel ob der Bogen hörbar sang oder nicht, wir fanden immer, daß das Galvanometer einen Ausschlag ergab, im allgemeinen aber im zweiten Stadium einen größeren als im ersten. Die Schwingungen hatten im allgemeinen eine zu hohe Schwingungszahl, um einen hörbaren Ton zu ergeben, deshalb stellten wir keine direkte Schätzung über ihre Periode an, auch konnten wir ihre Abhängigkeit von der Stromstärke und von der Länge des Bogens nicht beobachten. Die Galvanometerausschläge hängen von der gesamten in jeder Sekunde durch den Nebenschluß gehenden Elektrizitätsmenge ab, und diese ist eine Funktion nicht nur der Schwingungszahl, sondern auch der Amplitude und der Wellenform. Wir fanden, daß die Ausschläge zunahmen, wenn die Stromstärke zunahm, sowie wenn die Länge des Bogens abnahm. Das kann seinen Grund in der Steigerung der Frequenz gehabt haben, denn Simon [2]) hat nachgewiesen, daß sich die Frequenz in derselben Weise ändert. Schaltet man in den Nebenschluß noch einen induktionsfreien Widerstand ein, so werden die Ausschläge immer stark verringert.

Wir machten auch den Versuch, eine kleine Spule mit einer Selbstinduktion von 0,00004 Henry in Reihe mit dem Kondensator einzuschalten. Dadurch wurden die Ausschläge immer kleiner, wenn die Stromstärke mehr als 2 Ampere betrug. Wenn aber die Stromstärke verringert wurde, so verminderte sich die dämpfende Wirkung der Selbstinduktion, bis sie bei kleinen Stromstärken bisweilen sogar eine Zunahme des Ausschlags hervorbrachte. Dieser Umstand deutet auf eine Art Resonanz zwischen dem Bogen und dem Nebenschlußstromkreis hin und hängt wahrscheinlich mit dem anderen Umstand zusammen, daß eine Abnahme der Stromstärke im Bogen die Frequenz herabzusetzen sucht.

§ 37. Versuche mit dem Kupferbogen, Methode von Lecher. Wenn keine Selbstinduktion im Nebenschluß lag, so wurde durch Schließen des Stromschlüssels in diesem Kreise der Bogen immer ausgelöscht, wenn nicht die Stromstärke mehr als drei Ampere betrug. Die Galvanometerausschläge waren nicht groß und wurden kleiner, wenn die Stromstärke zunahm. Daß Lecher bei Kupfer keine Wirkung fand, rührt vermutlich von der geringen Empfindlichkeit seines Apparates her.

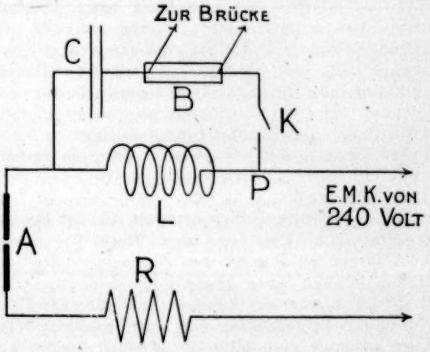


Fig. 6.

Wenn 0,00004 Henry mit dem Kondensator in Reihe geschaltet waren, konnte die Stromstärke auf ein Ampere herabgesetzt werden, ehe der Bogen verlosch. Die Ablenkungen stiegen mit abnehmender Stromstärke, und ehe der Bogen ausgelöscht wurde, verschwand der Lichtzeiger aus der Skala. Dies illustriert die Wirksamkeit des Kupferbogens bei kleinen Stromstärken in bezug auf die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen.

§ 38. Es schien wünschenswert, die Kontinuität des Bogens nach einer Methode zu untersuchen, durch welche weniger leicht störende Schwingungen erzeugt werden. Wenn das System Kondensator-Bolometer mit einem induktionslosen Widerstand parallel geschaltet wurde, der mit dem Bogen in Reihe lag, so konnte absolut kein Widerstand beobachtet werden. Aber die in Figur 6 veranschaulichte Schaltung lieferte, wie wir fanden, ausgezeichnete Ergebnisse. A ist der Bogen, R ein Regulierwiderstand, L die Primäre eines großen Induktoriums, dessen Eisenkern entfernt war; L bestand aus 200 Windungen starken Drahtes; ihre Selbst-

1) a. a. O.
2) Diese Zeitschr. 7, 433, 1906.

induktion betrug ungefähr 0,0012 Henry. Parallel mit L liegen die Kapazität C von 3,6 Mikrofarad, der Bolometerdraht B und der Stromschlüssel K.

Wenn K geschlossen ist, so wird das Bolometer nicht erwärmt, solange der Strom im Bogen konstant bleibt. Jede Schwankung der Stromstärke indessen erzeugt eine wechselnde Potentialdifferenz zwischen den Klemmen von L, schickt somit einen Wechselstrom durch den Nebenschluß und gibt dadurch zu einem Ausschlag des Galvanometers in der Brücke Veranlassung. Wir brachten eine Korrektion für einen geringen Ausschlag an, welcher von dem Durchgange der Kontaktstücke des Kommutators unter den Bürsten des Generators herrührte.

Beim Eisenbogen fanden wir zu Beginn des zweiten Stadiums Ausschläge von der Größenordnung von 30 Skalenteilen, welche ein Maximum erreichten, wenn der Bogen bei etwa 2 Ampere rotierte, und dann wieder abnahmen. Im ersten Stadium trat kein Ausschlag ein, nachdem die Wirkung des Kommutators eliminiert worden war. Wenn im ersten Stadium durch Parallelschalten einer Kapazität und einer Selbstinduktion zum Bogen ein singender Bogen erzeugt wurde, so ergab sich ein großer Ausschlag. Sahulka[1]) findet, daß eine mit einem singenden Lichtbogen in Reihe geschaltete Selbstinduktion mit einer Eigenschwingungszahl, und nicht einfach mit der Schwingungszahl des Bogens schwingt. Wir haben diesen Punkt nicht untersucht. Wir fanden, daß eine einfache Methode zur Vergleichung der Schwingungszahlen darin besteht, in die Spule L (siehe Figur 6) einen Eisenkern einzuführen. Taten wir dies, so fanden wir, daß bei einem singenden Bogen im ersten Stadium die Einführung des Eisenkernes keine merkliche Wirkung auf den Galvanometerausschlag hervorbrachte. Wenn der Bogen im zweiten Stadium war und nicht sang, so wurde durch den Eisenkern der Ausschlag etwa zehnfach vergrößert, während die von dem Kommutator der Stromquelle herrührenden Schwankungen einen Ausschlag gaben, der durch die Einführung des Kernes ungefähr dreißigmal vervielfacht wurde. Die von der Verflüchtigung der Anode im zweiten Stadium herrührenden Schwingungen liegen also ihrer Schwingungszahl nach zwischen den vom Kommutator und den vom singenden Lichtbogen herrührenden. Die letztgenannten sind so schnell, daß die Selbstinduktion der Spule durch die Einführung des Eisenkernes nicht mehr vermehrt wird.

Wir führten auch Versuche mit dem Eisenbogen in Stickstoff bei Atmosphärendruck aus. Das unregelmäßige rauschende Verhalten des Bogens führte eine beständige Erwärmung des Bolometers herbei, die im unstabilen Stadium unmittelbar vor dem Verlöschen des Bogens besonders ausgesprochen war (§ 8).

§ 38. Schwingungen im Silberbogen und im Kupferbogen. Der Kupferbogen wurde in Luft, der Silberbogen in Stickstoff erzeugt. Dabei gelangte die in Figur 6 dargestellte Versuchsanordnung zur Anwendung, und die Klemmenspannung betrug 460 Volt. Beim Kupferbogen waren die Galvanometerausschläge bei Stromstärken von mehr als 1,5 Ampere klein, sie nahmen jedoch mit abnehmender Stromstärke zu, und etwas unterhalb 1 Ampere ging der Lichtzeiger aus der Skala. Dieser Effekt ist ähnlich dem, den wir fanden, wenn der Bolometerkreis zum Bogen parallel geschaltet war, und weist darauf hin, daß wir es hier mit einer Eigentümlichkeit des Bogens selbst zu tun haben, und nicht mit Schwingungen, die ihm von außen her aufgezwungen werden. Beim Übergange aus dem zweiten Stadium ins erste bemerkten wir beim Kupferbogen keine besondere Wirkung.

Beim Silberbogen war der Effekt noch deutlicher ausgesprochen, zumal bei niedrigen Drucken. Wir verwendeten eine Silberanode und eine Kohlekathode. Bei zwei Ampere und darüber waren die Ausschläge sehr klein, sie wurden indessen größer, wenn die Stromstärke abnahm, und wurden im ersten Stadium sehr stark ausgeprägt. Bei kleinen Stromstärken und 7 cm Druck war die Ablenkung viel zu groß, um beobachtet zu werden. Die Versuche mit dem Silberbogen deuten darauf hin, daß die Ursache des Effekts hauptsächlich an der Anode liegt. Wir haben Gründe für die Annahme, daß diese Schwingungen vielleicht auf einem außerordentlich schnellen Wechsel zwischen den beiden Stadien des Bogens hin und her beruhen, oder vielleicht auf einem solchen Wechsel zwischen Bogen und Glimmlicht. Dieser Punkt muß noch weiter untersucht werden.

Es ist möglich, daß das empfindliche Verhalten des Bogens in der Nachbarschaft seines kritischen Punktes derartig ist, daß sich dieses Gebiet als besonders günstig für die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen erweisen wird.

Zusammenfassung.

§ 40. I. Zwischen Eisenelektroden in freier Luft bestehen zwei Typen des Bogens, die voneinander in ihrem Aussehen und in ihrer Charakteristik verschieden sind. Der Kürze wegen wenden wir für diese Typen die Bezeichnungen „erstes Stadium“ und „zweites Stadium“ an. Der Übergang von einem Stadium zum andern

1) Ecl. Electr. **50**, 396, 1907.

ist dem Zischpunkt des Kohlebogens einigermaßen ähnlich; die Ursache ist aber nicht dieselbe. Aus dem Massenverlust der Elektroden, dem Spektrum des Bogens und der Temperatur des Bogens geht deutlich hervor, daß das erste Stadium durch das Fehlen einer Verdampfung der positiven Elektrode charakterisiert wird.

II. Wir haben Versuche über den Übergang von der Glimmentladung zum Bogen in freier Luft zwischen Elektroden aus Eisen, Platin und Kupfer beschrieben. Wir haben den Versuch gemacht, die beiden Stadien für Bögen zwischen mehreren verschiedenen Metallen in Luft zu identifizieren. Nur bei Kupfer und bei Eisen konnten wir beide Stadien stetig unterhalten. In Stickstoff bei vermindertem Druck beobachteten wir die Glimmentladung und beide Stadien des Bogens zwischen einer Kathode aus Kohle und Anoden aus Blei, Silber und Kohle. Wir haben Grund zu der Annahme, daß man mit den meisten anderen Metallen ähnliche Ergebnisse erhalten kann. Platin und Eisen, welche von jeder Spur von Oxyd frei waren, wiesen unter keinerlei Bedingungen ein stabiles erstes Stadium auf.

Die Abnahme des Potentials zwischen den Polen des Bogens, wenn dieser vom ersten zum zweiten Stadium durch den kritischen Punkt hindurchgeht, schreiben wir zum Teil einer Abnahme der thermoelektromotorischen Kraft an der Anode zu, zum Teil der gesteigerten Leitfähigkeit des Dampfes im Bogen.

Wir haben gewisse Anzeichen für einen Zusammenhang zwischen dem kritischen Punkt und der Schmelztemperatur des Anodenmaterials, doch ist dieser Zusammenhang nicht sehr stark ausgeprägt und wird leicht durch Effekte verdeckt, welche von der physikalischen Beschaffenheit der Anodenoberfläche herrühren.

III. Wir haben die Charakteristiken des Eisenbogens erklärt und erörtert.

IV. Wir haben eine Reihe von Versuchen über elektrische Schwingungen in Bögen mit Anoden aus Eisen, Kupfer und Silber ausgeführt.

Bei einer Stromstärke von etwas unter zwei Ampere und im zweiten Stadium rotiert der Eisenbogen und sendet einen pfeifenden Ton aus. Diese Erscheinung ist oft von ruckartigen Übergängen in das erste Stadium zurück begleitet.

Die Anwendung der Lecherschen Probe auf Kontinuität führte uns zu Beobachtungen über den „singenden" Bogen mit Elektroden aus Eisen und mit solchen aus Kupfer. Dabei beobachteten wir die in den Schwingungen verausgabte Energie in beiden Stadien des Bogens mittels eines Bolometers. Zur Prüfung der Kontinuität von Bögen zwischen verschiedenen Metallen nach einer Methode, die weniger Anlaß zu Fehlern gab, haben wir eine neue Schaltungsweise für das Bolometer ersonnen. Wir fanden eine allgemeine Übereinstimmung mit den von Lecher gewonnenen Ergebnissen bei großen Stromstärken. Wenn jedoch die Stromstärke abnahm, so wurde der Eisenbogen im ersten Stadium kontinuierlich, während wir bei Bögen mit Anoden aus Silber oder Kupfer ausgeprägte Schwingungen nachweisen konnten.

Scott Laboratory of Physics, Wesleyan University, Middletown, Conn., im Juli 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 23. September 1907.)

Zur Theorie der Dispersion.

Von Max Planck.

Unter dem obigen Titel hat kürzlich Herr L. Mandelstam [1]) in dieser Zeitschrift einige Überlegungen mitgeteilt, aus denen hervorzugehen scheint, daß eine vollständigere Durcharbeitung der Dispersionstheorie auf der von mir benutzten Grundlage bezüglich der Extinktion zu einer sehr wesentlichen Abänderung der von mir aufgestellten Gleichung für die Schwingungen eines Resonators führen müßte.

Indessen kann ich die Rechnungen des Herrn Mandelstam nicht als korrekt ansehen, auch nicht in erster Annäherung, und zwar deshalb, weil in denselben das Moment p eines Resonators nur als Funktion der Zeit behandelt wird, während p doch auch vom Ort des Resonators abhängt. Wenn man, wie Herr Mandelstam es im Unterschied zu der gewöhnlichen, auch von mir benützten, abgekürzten Darstellung tut, bei Betrachtung der in einer kleinen Kugel enthaltenen Resonatoren statt des zeitlichen Mittelwerts der Momente die Einzelwerte benutzt, so steigert man allerdings damit die Genauigkeit um einen Grad. Aber dann darf man nicht mit Herrn Mandelstam für alle diese Resonatoren von vornherein den räumlichen Mittelwert ihrer Momente einführen, sondern muß statt dessen ebenfalls die Einzelwerte berücksichtigen, sonst ist der Wert der Rechnung illusorisch. Denn diese Einflüsse sind nicht unabhängig voneinander, und von der nämlichen Größenordnung.

Ich will die etwas umständliche Reihenentwicklung, zu der man auf diese Weise gelangt, hier nicht ausführen. Doch wird sich, wie ich nicht zweifle, Herr Mandelstam leicht selber davon überzeugen, daß die vollständige Durchführung dieser Rechnung zu einer Verbesserung der vorliegenden Theorie keinen Anlaß geben kann.

1) L. Mandelstam, diese Zeitschr. **8**, 608, 1907.

Berlin, Oktober 1907.

(Eingegangen 15. Oktober 1907.)

Über reine Temperaturstrahlung.

(Bemerkung zu der Notiz des Herrn Fredenhagen.[1])

Von F. Paschen.

Herr Fredenhagen behauptet immer noch, „daß die Versuche des Herrn Paschen im Gegensatz zu seiner eigenen Ansicht keinen Beweis dafür erbringen, daß selektive Spektren auf Grund reiner Temperaturstrahlung möglich sind."

Diese Behauptung gründet sich auf die Hypothese, daß die Emission von Kohlensäure oder Wasserdampf nur durch Temperaturdifferenzen innerhalb der strahlenden Gasmasse verursacht sei. Die Temperaturdifferenzen sollen chemische Umsetzungen verursachen, und letztere allein die Strahlung hervorbringen. So soll ein Kohlensäurestrahl, welcher unten die Temperatur 973° und etwas weiter oben die 473° besitzt, wegen dieser Temperaturdifferenz strahlen, und nach der neueren Notiz soll eine größere im Innern ziemlich gleichmäßig temperierte Kohlensäuremenge von 180° bezw. 480° infolge ihrer Abkühlung an den Grenzen emittieren. Hierbei kommt Herr Fredenhagen dazu, chemische Umsetzungen anzunehmen, wenn Kohlensäure von 180° an solche von 60° grenzt. Da chemische Umsetzungen in diesem Falle nicht beobachtet werden können, nimmt Herr Fredenhagen sie einfach an und gründet darauf seine Aussprüche über meine Versuche. Über „die prinzipielle Berechtigung" solcher unbewiesener Annahmen diskutiere ich nicht. Darum hat Herr Fredenhagen aber noch kein Recht, zu sagen: „Soweit sich — ersehen läßt, hat Herr Paschen gegen die prinzipielle Berechtigung meines Einwandes nichts einzuwenden." Die Fortsetzung: „und gibt auch zu, daß er gegen den von mir speziell diskutierten Versuch ..... mit Recht erhoben werden kann" scheint zwar durch einen Druckfehler etwas unverständlich. Aber zugegeben habe ich von den Behauptungen des Herrn Fredenhagen auch über diesen Versuch nichts, erwarte vielmehr auch hier erst die zwei nicht erbrachten Nachweise, daß 1. tatsächlich chemische Umsetzungen eintreten, und 2. daß nur diese die von mir beobachtete selektive Emission hervorbringen.

Die in meiner Bemerkung[2]) erwähnten Temperaturdifferenzen sind räumliche im Innern des Metallbehälters, welches bei jedem Versuch von Blende zu Blende ausgemessen wurde. Es ist zwar unwahrscheinlich, daß die herausströmende Kohlensäure von 180° bezw. 480° außerhalb der Blenden, aber noch im Strahlengang an Kohlensäure von 60° resp. 80° grenzte, wie Herr Fredenhagen anzunehmen scheint. Wahrscheinlicher ist vielmehr, daß im Bereiche des Strahlenganges die nur unwesentlich abgekühlte Kohlensäure beiderseits durch Luft nahe gleicher Temperatur begrenzt war, so daß also die großen Temperaturdifferenzen nicht in der Kohlensäure, sondern erst in der Luft stattfanden, die dabei nachgewiesenermaßen keine Emission gab. Da aber genaue Ermittelungen hierüber fehlen, so möchte ich nur auf folgende Unzuträglichkeiten hinweisen, zu denen die Behauptungen des Herrn Fredenhagen führen:

Es müßte die Stärke der Emission abhängen von der Temperaturdifferenz in der Grenzschicht, einerlei wie lang die hoch und gleichmäßig temperierte Gasschicht dazwischen ist. Die Stärke der Emission hängt aber tatsächlich ab von der Gasschicht dazwischen, um so mehr, je kleiner ihr Absorptionskoeffizient ist. Das langwellige Spektrum des Wasserdampfes ließ sich erst in größerer Intensität darstellen, als ich den schmalen, aus der Platinspirale kommenden Gasstrom von großen Temperaturdifferenzen ersetzte[1]) durch eine breite ziemlich gleichmäßig erhitzte Schicht, an deren Grenzen höchstens einige Abkühlung möglich war.

Nach Herrn Fredenhagens Hypothesen müßten ferner wohl auch in einer gleichmäßig temperierten Kohlensäuremenge z. B., von 100°, immerwährend chemische Prozesse vor sich gehen, wenn die Annahme der kinetischen Gastheorie richtig ist, daß bei konstanter Temperatur die Geschwindigkeiten der Moleküle sehr verschieden sind.

Solange nicht durch exakte Beweise festgestellt ist, daß die Emission einer Kohlensäuremenge verschwindet, wenn sie zwar höhere Temperatur, aber keine Temperaturdifferenzen besitzt, hat Herr Fredenhagen kein Recht zu seiner unbedingten Behauptung über die Beweiskraft meiner Versuche. Solange ist es im Gegenteil meiner Meinung nach wahrscheinlicher, daß diese Versuche die Möglichkeit der Temperaturstrahlung eines Gases beweisen.

1) Diese Zeitschr. **8**, 679, 1907.
2) Diese Zeitschr. **8**, 487, 1907.

1) Wied. Ann. **51**, 1, 1894 und Wied. Ann. **52**, 209, 1894, Tafel II, Fig. 1, Kurve 2.

(Eingegangen 15. Oktober 1907.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 79. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU DRESDEN.

W. Wien (Würzburg), Über turbulente Bewegung der Gase.

Durch die Untersuchungen von Reynolds und Couette ist bekanntlich die für die Hydrodynamik fundamentale Tatsache festgestellt, daß die regelmäßigen Strömungen von einer bestimmten Geschwindigkeit an labil zu werden beginnen und in eine stabilere Bewegungsform fallen, bei der unregelmäßige Bewegungen auftreten, die man mit dem Namen Turbulenz belegt hat. Es schien mir nun von Wichtigkeit zu sein, das Verhalten kompressibler Flüssigkeiten nach dieser Richtung zu untersuchen, bei denen die Verhältnisse in mancher Beziehung anders liegen. So ist bei der Strömung eines Gases in einer Röhre die Strömung, die dem Poiseuilleschen Gesetz folgt, nur bei kleiner Geschwindigkeit mit den Bewegungsgleichungen verträglich, während sie bei inkompressiblen Flüssigkeiten eine immer mögliche Strömung darstellt. Ferner ist die Geschwindigkeit bei inkompressiblen Flüssigkeiten an allen Querschnitten die gleiche, während bei einer kompressiblen Flüssigkeit die Geschwindigkeit in der Richtung der Röhrenachse zunimmt.

Ich habe deshalb Herrn Ruckes veranlaßt, Beobachtungen über die Strömung der Gase durch Röhren anzustellen. Die Röhrenquerschnitte waren ziemlich eng und variierten zwischen 0,1 und 2 mm Durchmesser. Das Material war Glas, da Metallkapillaren, die auch benutzt wurden, wesentlich Abweichungen zeigten. Der Druck, unter dem der Ausfluß geschah, konnte durch einen Kompressor, der Luft in lange Stahlzylinder preßte, auf 200 Atm. gesteigert werden.

Es wurde nun die durchgeflossene Luftmenge gemessen in Abhängigkeit vom Druck. Die Messung geschah mit einem Junkersschen Präzisionsgasmesser oder mit einer gewöhnlichen Gasuhr, die durch den Präzisionsmesser kontrolliert war.

Trägt man die Beobachtungsergebnisse graphisch auf, so daß die Gasmengen die Abszissen, die Drucke die Ordinaten bilden, so zeigt sich an einer Stelle ein scharfer Knick. Vor dem Knick verläuft die Kurve nahe geradlinig und nach dem Knick zeigt sie auch nur schwache Krümmung.

Der Knick zeigt nun offenbar das Überschreiten der kritischen Geschwindigkeit am Röhrenende an. Berechnet man die kritische Geschwindigkeit nach der Formel von Reynolds

$$u_0 = \frac{1000}{R}\,\frac{k^2}{s}$$

wo R den Halbmesser der Röhre, k^2 die Reibungskonstante, s die Dichtigkeit bezeichnen, andererseits die mittlere Geschwindigkeit durch die Ausflußmenge bei dem beobachteten Knick, so erhält man die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Zahlen.

Wie man sieht, stimmen die beobachteten und berechneten Zahlen zum Teil überraschend überein. Es zeigt sich jedoch, daß der den Beobachtungen entnommene Wert häufig zu groß ist, und zwar immer, wenn die Röhre nicht lang genug ist.

Ganz erheblich zu groß fallen die aus den Beobachtungen entnommenen Werte von u_0 aus, wenn man die Röhre am vorderen Ende nicht

Tabelle.

Reibungskonstante $\frac{k^2}{s} = 0{,}143$. Kritische Geschwindigkeit $= \frac{1000}{R}\,\frac{k^2}{s}$.

Durchmesser mm	Länge : Durchmesser mm	Bei der kritischen Geschwindigkeit durchgeflossene Menge pro Sek. ccm	Beim Ausfluß	
			u in cm/sec berechnet	u beobachtet
0,430	2390	15	10330	6650
0,123	8540	2,9	24400	23330
0,123	1330	3,27	27500	23330
0,241	4360	5,67	12500	11170
2,2	704	50	1315	1303
2,0	7650	48	1530	1430
2,0	515	57	1820	1430
				I II
0,153	8820	—	18700	21800 32600
0,310	2580	—	9220	12360 38400
2	500	—	1430	1590 2120

scharf in das weitere Gefäß übergehen läßt, sondern eine allmähliche Erweiterung des Querschnitts eintreten läßt. Dann erhalten wir die unter I aufgeführten Zahlen, die von den berechneten erheblich abweichen.

Unter diesen Umständen hält sich die regelmäßige Bewegung offenbar als eine labile in der Röhre und in der Tat zeigen die Kurven beim Eintreten der Turbulenz dann ein unstetiges Zurückspringen auf die Kurve, die man bei plötzlicher Querschnittserweiterung erhält. Der scharfe Rand der Eintrittsöffnung scheint das normale Eintreten der Turbulenz zu begünstigen, trotzdem diese an dem andern Röhrenende beginnt.

Daß beim Strömen der Gase durch zylindrische Röhren die Turbulenz am Röhrenende beginnt, konnte auch durch Temperaturmessung nachgewiesen werden. Durch die Röhre wurde ein dünnes Thermoelement gezogen, dessen Lötstelle in der Röhrenachse verschiebbar war. Man konnte auf diese Weise das Temperaturgefälle messen. Da die Turbulenz den Widerstand gegen die Strömung steigert, so muß an den Stellen der Turbulenz das Druckgefälle größer sein. Da nun das Druckgefälle annähernd durch das Temperaturgefälle bei der Expansion gemessen wird, so ergibt das letztere auch einen Anhaltspunkt über das Druckgefälle. Es hat sich nun in der Tat gezeigt, daß die Abkühlung oberhalb der kritischen Geschwindigkeit in der Nähe des Röhrenendes liegt und ziemlich rasch auf Null sinkt, so daß in der übrigen Röhre keine Abkühlung vorhanden ist.

Daß die Strömung auch nach dem Eintreten der Turbulenz noch einen so regelmäßigen Charakter hat, obwohl die Geschwindigkeit des Gases eine außerordentlich große ist, weist darauf hin, daß trotz der unregelmäßigen Bewegung im einzelnen die Strömung als Ganzes noch nach einfachen Gesetzen vor sich geht, die abzuleiten eine der Hauptaufgaben der Theorie ist.

Bei den in der Natur vorkommenden Luftströmungen haben wir es fast immer mit turbulenten Bewegungen zu tun. Der Wind kann selbst bei schwacher Strömung wegen der großen Querschnitte kaum anders als turbulent verlaufen, und die von ihm erregten Meereswellen dürften ein Bild von der Art dieser turbulenten Bewegung liefern. Es leuchtet ein, daß eine Erforschung der Gesetze der turbulenten Bewegung auch Aufschlüsse über die atmosphärischen Bewegungen erwarten läßt.

(Eingegangen 17. September 1907.)

Diskussion.

König (Gießen) fragt an, ob das Auftreten des Knicks in der Kurve nicht gegen die vom Redner erwähnte Auffassung spricht, daß die Turbulenz am Ausströmungsende beginnen und erst allmählich mit wachsendem Druck in das Rohr hinein fortschreiten sollte.

Wien: Ein mathematischer Knick ist es natürlich nicht, es tritt nur eine schnelle Änderung der Richtung der Kurve ein, wir haben es demnach nicht mit wirklichen Unstetigkeiten der Kurvenrichtung zu tun, sondern mit einer deutlich ausgeprägten Richtungsänderung, die den Beginn des neuen Widerstandsgesetzes anzeigt, indem vom Röhrenende aus die Turbulenz in die Röhre hineingeht. Das ist auch dadurch bewiesen, daß wir durch Messungen mit einem Thermoelement gezeigt haben, daß auch das Temperaturgefälle in der Nähe des Röhrenendes stärker wird und sich allmählich in die Röhre hineinzieht. Zunächst bekomme ich bei Erhöhung des Druckes ein erhöhtes Temperaturgefälle am Ende der Röhre, und bei weiterer Druckerhöhung zieht es sich in die Röhre hinein.

Prandtl (Göttingen): Der Knick läßt sich ganz gut erklären. u ist bei ein und demselben Strömungszustand an den verschiedenen Stellen des Rohres umgekehrt proportional der Dichte s. Es ist nämlich $u \cdot s$ konstant im ganzen Rohr, denn es stellt die Lieferungsmenge pro Quadratcentimeter des Querschnitts dar. Wenn $u \cdot s$ den Wert erreicht $u_0 s = \frac{1000 k^2}{R}$, tritt der turbulente Zustand an allen Stellen ein.

Wien: Die Geschwindigkeit am Ende der Röhre hat den Wert, der dieser Formel entspricht, und von da an entsteht die kritische Geschwindigkeit.

Prandtl: Und $u \cdot s$ ist konstant im ganzen Rohr, denn das ist die Lieferungsmenge.

Wien: Das entspricht aber nicht den Tatsachen, denn die Turbulenz beginnt vom Ende aus.

Prandtl: Auch bei Reynolds' Versuchen mit inkompressiblen Flüssigkeiten ist beobachtet worden, daß die Turbulenz am hinteren Ende beginnt und sich erst allmählich im Rohr ausbreitet.

Wien: Es liegt wohl eine gewisse Schwierigkeit noch vor. Wenn die Turbulenz in der ganzen Röhre beginnen müßte, müßte auch das Temperaturgefälle in der ganzen Röhre dasselbe sein; das hat sich aber nicht gezeigt. Auch bleibt bei Geschwindigkeiten, die erheblich über der kritischen liegen, die Turbulenz auf das Röhrenende beschränkt. Es ist nicht recht einzusehen, weshalb, wenn einmal die ganze Strömung labil geworden ist, das Umschlagen in die stabilere Form nur in einem Teil der Röhre erfolgt.

Prandtl: Ich meine, die Reynoldssche

Bedingung wird bei steigender Geschwindigkeit gleichzeitig in der ganzen Röhre erfüllt, die Turbulenz braucht aber eine gewisse Wegstrecke zur Ausbildung und entsteht deshalb am Ende, und geht von da allmählich in die Röhre hinein, und zwar bei kompressiblen Flüssigkeiten genau wie bei inkompressiblen.

Bose (Danzig): Wenngleich hier in erster Linie nur von Gasströmen die Rede ist, so möchte ich doch einen bezüglich der Turbulenzfrage hierhergehörigen Gegenstand streifen dürfen. Ich möchte nämlich den Herrn Vortragenden fragen, ob vielleicht das Problem des Golfstromes theoretisch zu behandeln versucht worden ist? Die Tiefe der warmen Wasserströmung ist bei ihm gar nicht so groß, und man sollte meinen, wenn es sich hier um turbulente Bewegungen handelte, so müßte auf dem ungeheuren Wege bis zur Küste Norwegens die ganze warme Schicht verloren gegangen sein?

Wien: Bei so breiten Strömungen läßt sich das schwer übersehen. Ich glaube wohl, daß der Golfstrom als turbulente Strömung anzusehen ist, aber wie weit die Schichten sich in ihm mischen, könnte man nur sagen, wenn man den ganzen Mechanismus der Strömung kennt.

Bose: Man müßte aus der Abnahme der Dicke der warmen Schicht Schlüsse darauf ziehen können.

Wien: Das ist wohl möglich. Ich weiß nicht, ob die Beobachtungen soweit durchgeführt sind.

Lecher (Prag): Ich habe eine ganz analoge Sache bei elektrischen Strömen gesucht und eine Grenze nicht gefunden. Wenn ich einen ganz dünnen Silberdraht von 0,03 mm Durchmesser in einen Wasserstrom kühlte, so habe ich Ströme von fast 11 Ampere hindurchschicken können. Es ist das eine Zahl, die jeden Elektrotechniker in Erstaunen setzen muß. Die Geschwindigkeit der Elektronen, die bei gewöhnlichen Strömen, sagen wir z. B. bei Telegraphenströmen, nur Bruchteile von Millimetern beträgt, steigt hier bis auf 75000 cm in der Sekunde an. Wir haben also eine ähnliche Erscheinung wie bei Wien hier in den engen Röhren, durch welche die Strömung hindurchgeht. Nun hat aber das Ohmsche Gesetz keine Abweichung gezeigt, d. h. es sind die Elektronen jedenfalls so klein, daß da von einer turbulenten Bewegung noch nicht die Rede sein kann.

Wien: Nach den Vorstellungen der Elektronentheorie kommt die Trägheit bei der kleinen Masse der bewegten Elektronen wohl nicht in Betracht, und die ganze Turbulenz ist doch wohl eine Folge der Trägheit.

Lecher: Wir haben doch eine fortwährende Änderung der Geschwindigkeit und infolgedessen eine scheinbare Masse.

H. Rebenstorff (Dresden), Verdrängungsapparat und Senkwage mit Zentigrammspindel für Dichtebestimmungen.

Der Verdrängungsapparat[1]) ist ein genau arbeitendes „konstantes Gefäß" für Volumbestimmungen. Das geschützt im Seitentubus angebrachte Abflußröhrchen (siehe Fig. 1) hat ebenfalls wagerechte Einströmungsöffnung. Die Paraffinierung des Randes desselben bewirkt das plötzliche Aufhören des Abflusses. Bei der Kürze des Röhrchens bleiben Luftblasen selten zurück; daher die Gleichmäßigkeit der jedesmaligen Niveaueinstellung des Wassers,

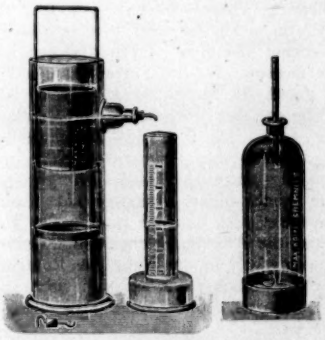


Fig. 1.

indem bei langsamerem Fließen einige ccm mehr austreten. Den Beginn des Fließens hat man durch Aufsetzen des „Schwimmers" in der Hand (Versuch), der durch Bügelchen (unten) in der Wassermitte gehalten, zugleich Wellen an der Oberfläche schnell zur Ruhe kommen läßt. Er wird während des Einsenkens eines Gegenstandes angehoben. Durch Auflegen des letzteren auf die untere Schale des Schwimmers wird auch das Gewicht des Gegenstandes im Wasser mit bestimmt (Versuch), da eine abzumessende, gleichschwere Wassermenge ausfließt. Mit dem zuerst verdrängten Wasser zusammen ergibt sich eine ccm-Zahl, die je nach der Zimmerwärme um 1—2 ‰ größer als das g-Gewicht des Gegenstandes ist. Legt man den Gegenstand von der unteren Schale in das obere, große Schwimmergefäß, so wird die Niveaueinstellung nicht geändert (Versuch). Kleinere Volumina werden auf etwa

1) Über die älteren Apparatformen enthält Vergleichsversuche: Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unt. **19**, 149, 1906.

1/2 Proz. genau bestimmt; legt man 1 kg-Gewicht in den Schwimmer (zentriert), so fließen 1—2 ccm mehr als 1000 ab. Nach Zurückgießen eines Anteils des aufgefangenen Wassers zwischen Schwimmer und Glaswand erhält man beim Wiederaufsetzen des Schwimmers im Meßzylinder meistens die vorige Wassermenge zurück (Versuch). Sonst berechnet man die Mittelwerte. Unterschiede von mehreren ccm entstehen infolge von Störungen (Erschütterungen, übersehener Luftblase im Röhrchen, unreinem Wasser). Ein beigegebener unten breiterer Zylinder soll bei der Bestimmung sehr großer Volumina benutzt werden. Die unten beschwerte Glasglocke mißt oben eingeleitete Gasmengen, die man durch Addition einer dem Niveauunterschiede in cm gleichen Anzahl von Promillen auf Atmosphärendruck reduziert.

Die vorgeführte Senkwage[1]) (s. Fig. 2) läßt Gewichte in Wasser schnell und ziemlich genau

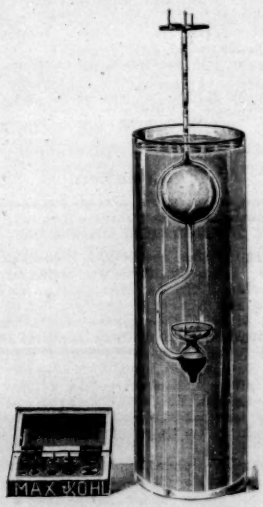


Fig. 2.

bestimmen. In Fortfall kommt das Aufhängen am Faden; die Entfernung von Luft durch Luftpumpe oder Kochen mit Wasser ist sehr vereinfacht, da man das betr. Gefäß voll Wasser gießen und über der unteren Schale der Senkwage umkehren kann. Beigegeben sind zwei Reihen von Gewichten, die auf der oberen, bez. unteren Schale (unter Wasser) zu benutzen und dort 16, 8, 4, 2, 1 g schwer sind. Die zeitraubende Einstellung der älteren Senkwagen auf eine Marke kommt in Fortfall; durch Ablesen der Zentigramme an der Spindel (aufschraubbar) erhält man schnell das Gewicht. Die Zehnerabschnitte der Zentigrammskala sind für ringsherum mögliches Ablesen in den Farben Grau, Weiß, Rot, Gelb, Blau ausgeführt; die 4 letzteren bedeuten die Zahlen 1—4 wie auf Abzeichen des deutschen Heeres (bez. 5 mehr in der oberen Skalenhälfte).

(Eingegangen 11. September 1907.)

1) Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unt. **19**, 10, 1906. Anwendungen zu weiteren Demonstrationszwecken: ebenda **20**, 153, 1907. Beide Apparate liefert die Firma Max Kohl in Chemnitz. Über den Gebrauch derselben siehe auch die Mitteilung in den Sitzungsberichten der naturw. Ges. Isis zu Dresden, 1907.

H. Rebenstorff (Dresden), Über Gase und Dämpfe.

Der Vortragende demonstrierte mit den für „messende Versuche mit Luftballons“[1]) verwendeten Gummiballons das Litergewicht der Luft und des Wasserstoffes. Schüttet man eine gewogene Menge (2 g) Magnesiumspäne auf Wasser in einer Gasentwicklungsflasche, in die ohne Umrühren (30 ccm) konz. Salzsäure gegossen war, so kann man nach Aufsetzen des Stopfens mit Glasrohr nebst aufgestreiftem Ballon auf der Wage das Gleichgewicht herstellen. Erst nach einigem drehenden Bewegen der Flasche entwickelt sich der Wasserstoff, der den Ballon dann schnell aufbläht. Auf 2 l Luftverdrängung (Umfangsmaß für Kugeln[1])) kommen 2,4 g Gewichtsverlust. In dem besonders vorgerichteten Glasrohr blieb die Feuchtigkeit größtenteils zurück. Läßt man den Wasserstoff aus dem Ballon, so ist das Ganze um ca. 0,2 g leichter als zu Anfang.

Dann wurde das Mariottesche Gesetz für Luft, sowie für ungesättigten Ätherdampf (hinterher entzündbar) bestätigt, und zwar die zur Berechnung bei geringeren Änderungen besser geeignete Ableitung: $(v-v^1)/v=(p^1-p)/p^1$ oder $(v-v^1)/v^1=(p^1-p)/p$.[2]) Eine Literflasche mit dem Gase war durch einen Schlauch mit einem mit ccm-, sowie cm-Teilung versehenen Meßrohr[3]) verbunden, das hoch, bez. tief in Wasser gesenkt ward.

Zur Messung der Wärmeausdehnung wurde eine aus Eiswasser geschlossen hervorgeholte Literflasche mit trockner Luft mit einem Gasmeßzylinder[3]) verbunden und nach Öffnen des Hahnes und Einbringen der Flasche in Wasser von 19° die Volumzunahme der Luft festgestellt. Sodann wurde mittels entsprechend

1) Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Nat. **19**, 98, 1906; **20**, 224, 1907. Bezugsquelle Max Kohl in Chemnitz (Sonderprospekte).

2) ebenda, **20**, 273.

3) Apparate eines Prospektes von Gustav Müller in Ilmenau.

hineingebrachten Wassers die Flaschenluft mit Feuchtigkeit gesättigt und die weitere Volumzunahme gemessen. Die recht genauen Zahlen bestätigen die für 19° geltende verkürzte Reduktion von Gasmengen auf 0° und Trockenheit durch Substraktion von $^1/_{15}$ und $^1/_{50}$ des Volumwertes.[1])

In einem Freihandversuch wurden dann die Druckzunahmen in trockner und in Zimmerluft beim Sättigen mit Feuchtigkeit annähernd gemessen, und durch zwei qualitative Versuche die Höhe des Dampfdruckes von Äther bei Zimmerwärme und von Wasser nahe der Siedetemperatur mittels eines entstehenden kräftigen Wasserstrahles gezeigt.[2])

Die durch größere Löslichkeit im Kautschuk bedingte schnellere Diffusion von Kohlensäure zeigte ein Gummiballon, der voll Luft geblasen war, bis eine Schnur der Kugel gerade in einem größten Kreise anlag und der alsdann während $^3/_4$ Stunden in Kohlensäure unförmlich anschwoll. Die lange bekannte Tatsache (auch Sauerstoff durchdringt Gummi schneller als Stickstoff) hat wegen der Ähnlichkeit mit der Diffusion bei der Atmung ein bleibendes Interesse.

1) Diese Zeitschr. **8**, 613, 1907.

2) Apparate eines Prospektes von Gustav Müller in Ilmenau.

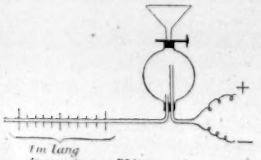
(Eingegangen 11. September 1907.)

Briefkasten.

Ein elektrochemisches Chronoskop.

(Bemerkung zum Vortrag von Herrn P. Spies.)

Soeben lese ich in dieser Zeitschr. **8**, 767, 1907, daß Herr Spies auf der Dresdner Naturforscherversammlung ein elektrisches Chronoskop vorgeführt hat. Wäre ich nicht an der Teilnahme an jener Sitzung verhindert gewesen, so hätte ich meine Bemerkung mündlich machen können. Vor 20 Jahren etwa ist der Apparat schon erfunden, erprobt und beschrieben worden. Unter dem Namen „Ein elektrolytisches Chronometer" steht die Sache in der Dezembernummer 1888 vom Jahrgang II der Zeitschr. für phys. u. chem. Unterricht S. 77. Der Apparat stammt von Prof. A. Parragh in Kecskemét (Ungarn). Die vorstehende Zeichnung ist wohl klar genug. Zur Eichung diente eine Kugel, die 4.9 m durchfällt; bei Beginn des Fallens schließt die Kugel den Strom, den sie am Ende wieder unterbricht. Besondere Anwendung hat der Apparat zur Bestimmung der Geschoßgeschwindigkeit gefunden. Näheres ist auch a. a. O. zu finden.



Ich habe über diesen und eine ganze Reihe anderer Apparate, die zur Messung der Geschoßgeschwindigkeit dienen, früher (etwa 1892) in Dresden Vorträge gehalten. (Isis.)

Vielleicht geben Sie im nächsten Heft Ihrer Zeitschrift eine Notiz über den Urerfinder Parragh.

Dresden-Strehlen. A. Witting.

(Eingegangen 5. November 1907.)

Anmerkung der Redaktion: Am 8. Nov. erhielten wir ein Schreiben von Herrn Privatdozent Dr. Zemplén, Budapest, der gleichfalls auf die Parraghsche Arbeit hinwies. Wir entnehmen der Mitteilung die nachstehenden vollständigeren Literaturangaben über das elektrochemische Chronoskop Parraghs:

Der Apparat wurde zuerst in ungarischer Sprache im Pótfüzetek a Természettudományi Közlönyhöz (Ergänzungshefte der naturwissenschaftlichen Mitteilungen), Bd. **20**, 139, 1888, sodann in deutscher Sprache in den Math. naturw. Berichten aus Ungarn **6**, 415, 1889 beschrieben; vgl. auch Beibl. der Ann. d. Phys. **13**, 536, 1889, ZS. f. phys. chem. Unterricht 77—78, 1889 und Fortschritte der Physik im Jahre 1888, II, 634.

Berichtigung.

In dem Abdruck meiner Arbeit „Über zweifache Linienspektra chemischer Elemente" (diese Zeitschr. **8**, 674—679, 1907) sind noch Druckfehler zu verbessern.

Seite 674 letzte Zeile ist zu setzen: „Entladungen" statt „Ladungen";

Seite 676, Spalte 1 in der Tabelle für Caesium: „583" statt „584";

Seite 676, Spalte 2, Zeile 11 von unten: „Kadmium" statt „Radium".

E. Goldstein.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Wien Dr. techn. Alfons Leon für Elastizitätstheorie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Eugen Meyer für darstellende Geometrie und Ing. Albert Achenbach für Pumpen.

Ernannt: Zum ord. Professor der Geodäsie an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Ingenieur Dr. Johann Löschner an Stelle des in den Ruhestand getretenen Hofrat Professor Dr. Gustav Nießl v. Mayendorf, der a. o. Professor für höhere Mathematik an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Friedrich Graefe zum ord. Professor daselbst, zum außeretatmäßigen außerordentlichen Professor für Physik an der Universität Heidelberg Dr. August Becker.

Gestorben: Der frühere Direktor des Meteorologischen Instituts in Utrecht Dr. Maurits Snellen, der Honorarprofessor der Astronomie an der Universität Bern Dr. Georg Sidler.

Gesuche.

An der **Königl. Technischen Hochschule Danzig** ist die Stelle eines

Assistenten

für den **mathematischen** Unterricht **zu besetzen.** Bewerbungen nimmt Geh. Reg.-Rat Professor Dr. **v. Mangoldt, Danzig-Langfuhr,** Hermannshöfer Weg 8, entgegen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.